www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 21, 1959, no. 7 blz. 189-224 Verschenen 9 november 1959

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

SEGREGATIE EN DOSERING VAN VERONTREINIGINGEN BIJ DE BEREIDING VAN GERMANIUM EN SILICIUM

door J. GOORISSEN.

548.4:669.783:669.782

In verband met het onderzoek van de eigenschappen van de vaste stof en met de produktie van elektronische schakelelementen waarin halfgeleiders gebruikt worden, heeft men de laatste jaren grote aandacht besteed aan het ontwikkelen en perfectioneren van methodes met behulp waarvan men in aanmerking komende stoffen in hoge mate kan zuiveren of er op beheerste wijze een verontreiniging in kan aanbrengen. In het hier volgende artikel vindt men twee van dergelijke methodes beschreven, beide varianten van het zonesmelten, voor het maken van aldus „verontreinigde" monokristallen van germanium en silicium. Met deze methodes, die in het Philipslaboratorium te Eindhoven ontwikkeld werden, verkrijgt men een produkt waarin de concentratie van de verontreiniging niet varieert met de plaats.

Voor de fabricage van transistors en aanverwante schakelelementen is het noodzakelijk om de halfgeleidende elementen germanium en silicium met een zeer hoge graad van zuiverheid te kunnen bereiden en er bovendien een bepaalde verontreiniging op beheerste wijze in aan te kunnen brengen (dosering). Verder moeten de verkregen stukken materiaal monokristallijn zijn en aan zekere eisen van kristalperfectie voldoen.

Bij alle desbetreffende werkwijzen ontstaat het produkt door stolling van gesmolten materiaal. Hierbij krijgt men hetzij in gunstige hetzij in ongunstige zin te maken met het verschijnsel dat de bij de smelttemperatuur optredende concentraties van de verontreiniging in de vaste stof en in de vloeistof in den regel niet gelijk zijn. Hun verhouding k_0 (concentratie C_S in de vaste stof gedeeld door concentratie C_L in de vloeistof) heeft, indien de concentraties klein zijn, een constante waarde, die meestal zeer sterk van 1 afwijkt. Zo is b.v. voor een oplossing van indium in germanium de waarde van deze zg. verdelingsconstante slechts $1{,}4 \times 10^{-3}$ (*fig. 1*).

We zullen in het volgende allereerst nagaan wat de consequenties van dit verschijnsel zijn indien een verdunde oplossing vanuit één punt stolt, dat wil dus zeggen: indien het stolvlak zich verplaatst. We zullen daarbij zien dat voor $k_0 < 1$ een grote fractie van de verontreiniging in het laatstgestolde deel terechtkomt, zodat in het overige deel de concentratie kleiner is geworden (segregatie). Men kan hiervan gebruik maken voor zuivering. In het gestolde materiaal varieert C_S echter van plaats tot plaats. Uit het oogpunt van dosering is het verschijnsel dus hinderlijk; men verlangt hier een homogeen eindprodukt. In het tweede deel van

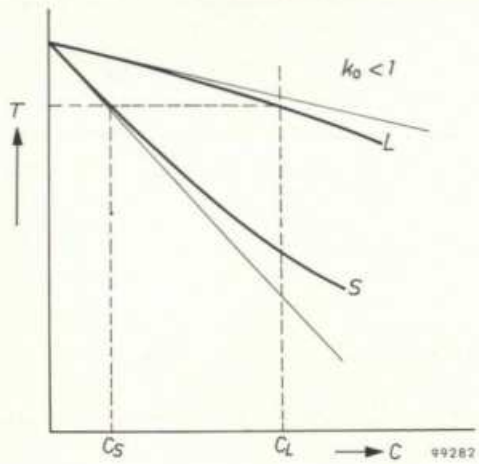


Fig. 1. In een binair stelsel zijn bij een zekere temperatuur de concentraties in de vloeibare en in de vaste faze niet gelijk. Koelt men een vloeistof met concentratie $C = C_L$ af, dan treedt kristallisatie op zodra de temperatuur de bij C_L behorende ordinaatwaarde van de curve L passeert. De concentratie C_S van de ontstaande vaste stof is de absciswaarde van de curve S die voor diezelfde temperatuur geldt. Voor kleine concentraties mag men S en L vervangen door rechten en is het quotiënt C_S/C_L gelijk aan de constante k_0, de zg. verdelingsconstante. Dalen de beide rechten met toenemende concentratie, dan is $k_0 < 1$; stijgen beide, dan is $k_0 > 1$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dit artikel bespreken we twee door ons ontwikkelde doseermethodes waarbij door speciale maatregelen het stolproces zodanig verloopt dat C_S in een groot deel van het volume van het produkt wèl dezelfde waarde heeft.

Segregatie en dosering bij het normale stolproces; het „optrekken" van een monokristal

Ten einde na te gaan wat er aan een zich verplaatsend stolvlak gebeurt, stellen we ons voor dat het materiaal zich in een langwerpige schuit in een oven bevindt en gesmolten wordt. Daarna wordt de schuit langzaam uit de oven getrokken zodat de vloeistof aan het ene einde gaat stollen. Ten opzichte van de

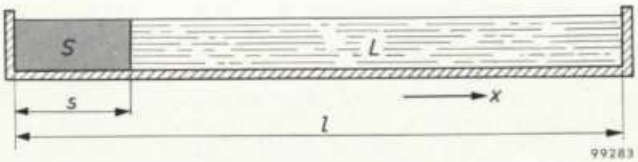


Fig. 2. Voortschrijdende stolling in een langwerpige schuit ter lengte l. De x-as kiezen we in de lengterichting van de schuit. Het stolvlak bevindt zich ter plaatse $x = s$ en beweegt zich naar rechts.

oven blijft het stolvlak daarna op zijn plaats, maar ten opzichte van de schuit beweegt het zich van het ene naar het andere uiteinde. We nemen aan dat het stolvlak steeds loodrecht op de lengteas van de schuit staat, zodat het probleem als ééndimensioneel beschouwd kan worden; deze lengteas zij onze x-as. De oorsprong kiezen we op de plaats waar de stolling begint. De x-coördinaat van het stolvlak noemen we s (*fig. 2*). Zolang alles gesmolten is, zij de concentratie van de verontreiniging overal dezelfde; de waarde ervan noemen we C_i. In het allereerste gestolde laagje zal de concentratie C_S gelijk zijn aan $k_0 C_i$. Indien $k_0 \ll 1$, is dit laagje dus aanmerkelijk zuiverder dan de vloeistof. De hoeveelheid verontreiniging die uit het volume waarin reeds stolling plaatsvond, werd verdreven, is in de vloeistof overgegaan. Hoe nu verder de waarde van C_S verloopt indien s toeneemt, hangt af van de wijze waarop de juistgenoemde verdreven hoeveelheid verontreiniging over het vloeistofvolume wordt verdeeld. De twee uitersten die men zich in principe kan denken, zijn: a) de vloeistof wordt zo sterk geroerd dat de opgenomen hoeveelheid dadelijk gelijkmatig over het vloeistofvolume verdeeld wordt, en b) er is in het geheel geen convectie, het transport van de verontreiniging vindt in de vloeistof uitsluitend plaats door diffusie.

In het eerste geval zal C_S, zolang s klein is ten opzichte van de lengte van de schuit, slechts langzaam toenemen; de dubbele waarde wordt op zijn vroegst pas bereikt indien s gelijk is aan de halve lengte l van de schuit.

In het andere geval ontstaat er op den duur in de vloeistof een door de diffusieconstante D en de snelheid f van het stolvlak bepaalde concentratieverdeling, die zodanig is dat C_L aan het stolvlak gelijk is aan C_i/k_0 en C_S gelijk aan C_i. Aan de hand van *fig. 3a* kan men dit snel inzien. De afstand tussen het stolvlak en de plaats waar $C_L(x)$ b.v. minder dan 1% van C_i afwijkt, wordt daarin voorgesteld door d. Indien nu $D/f \ll l - s$, is deze „lengte" d van het diffusiepatroon gedurende lange tijd kleiner dan de lengte $l - s$ van de vloeistof. Nemen we aan dat voor $x > s + d$ de vloeistof exact de concentratie C_i heeft, dan moet in de stationaire toestand evenveel verontreiniging het „diffusiegebied" via het stolvlak verlaten als er aan de andere kant in komt. Het is duidelijk dat dit alleen het geval kan zijn indien $C_S = C_i$. Behalve aan de uiteinden van de in dit geval verkregen staaf is dus $C_S = C_i$.

In werkelijkheid komt een volkomen ontbreken van convectie niet voor, maar wèl bevindt zich tegen

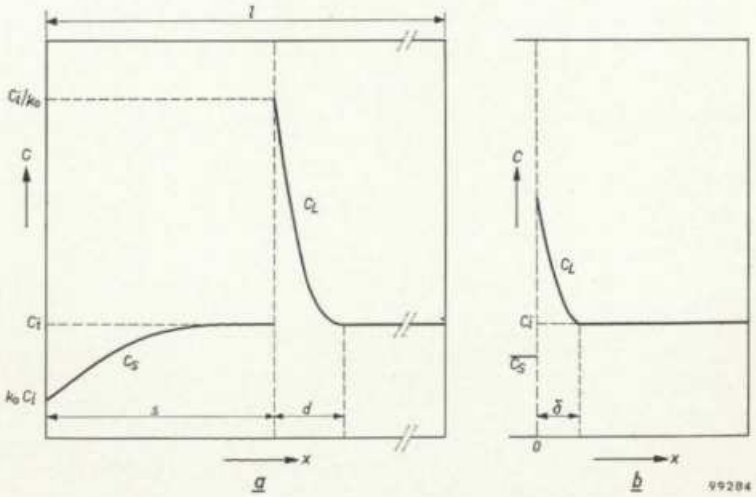


Fig. 3. *a*) Indien het transport van de niet in het gestolde materiaal opgenomen verontreiniging in de vloeistof uitsluitend plaatsvindt door diffusie, ontstaat er vóór het stolvlak een diffusiepatroon dat stationair wordt zodra C_L aan het stolvlak de waarde C_i/k_0 heeft bereikt. In dit geval is C_S aan het stolvlak gelijk aan C_i. *b*) De in werkelijkheid optredende situatie aan het stolvlak kan aldus worden beschreven, dat zich tegen het stolvlak een laagje ter dikte δ bevindt, waarin transport van de verontreiniging in de x-richting uitsluitend door diffusie plaatsvindt, terwijl er in het overige deel van de vloeistof wèl convectie is. Daar $\delta < d$ (fig. 3*a*), bereikt C_L aan het stolvlak niet de waarde C_i/k_0 en is $k\,(=C_S/C_i)$ dus kleiner dan 1. (De oorsprong van het coördinatensysteem is hier in verband met de afleiding van verg. (1) in het stolvlak gesitueerd.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het stolvlak aan een vloeistoflaagje waarin stromingen in de x-richting niet mogelijk zijn en waarin het transport van de verontreiniging dus alléén via diffusie kan plaatsvinden. Indien de omstandigheden — we komen hierop aanstonds terug — zo zijn dat de dikte δ van dit laagje kleiner is dan de bovengenoemde lengte d, dan zal het diffusiepatroon er anders uitzien dan in het geval zonder convectie. Dit heeft ten gevolge dat C_S aan het stolvlak niet de waarde C_i/k_0 kan bereiken. De zg. segregatiecoëfficiënt k, die gelijk is aan C_S gedeeld door C_L gemeten op enige afstand van het stolvlak, heeft hier dus een waarde die tussen k_0 en 1 in ligt (fig. 3*b*). Men kan afleiden dat deze waarde wordt gegeven door de formule [1]):

$$k = \frac{k_0}{k_0 + (1-k_0)\, e^{-f\delta/D}}. \quad . \; . \; . \quad (1)$$

Rekent men met een coördinatensysteem waarvan de oorsprong zich in het stolvlak bevindt (en dat dus met het stolvlak meebeweegt), dan geldt de vergelijking (vgl. fig. 3*b*):

$$D\frac{d^2C}{dx^2} + f\frac{dC}{dx} = 0. \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

(we laten de index L hier maar weg) met de randvoorwaarden:

$$f\{C(0) - C_S\} + D\left(\frac{dC}{dx}\right)_{x=0} = 0. \; . \; . \; . \quad (3)$$

$$C(x) = C_i \quad \text{indien} \quad x \geq \delta \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

De oplossing luidt:

$$C(x) = C_i \frac{k_0 + (1-k_0)\, e^{-fx/D}}{k_0 + (1-k_0)\, e^{-f\delta/D}}. \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Door $x = 0$ te stellen, vindt men hieruit de concentratie $C(0)$ aan het stolvlak, en door deze met k_0 te vermenigvuldigen de concentratie C_S in de vaste stof. Deelt men ten slotte de aldus verkregen uitdrukking door C_i, dan vindt men de uitdrukking (1) voor k.

Door de waarde die k onder bepaalde omstandigheden aanneemt, in (1) te substitueren, kan men omgekeerd met behulp van deze uitdrukking berekenen hoe groot δ is. Voor antimoon in germanium blijkt δ bij een f-waarde van 1,8 mm/min van de orde van grootte van 10^{-2} cm te zijn. (Het grensgeval waarin uitsluitend diffusie optreedt, wordt eveneens beschreven door (2), (3) en (4) mits men in laatstgenoemde randvoorwaarde δ oneindig groot denkt. De oplossing voor dit geval — d.i. in grafiek gebracht de kromme van fig. 3*a* — vindt men uit (5) door daarin eveneens $\delta = \infty$ te stellen; de noemer van de breuk wordt dan 1. Uit deze oplossing kan men afleiden dat de afstand d van het stolvlak, waar $C(x)$ 1% van C_i afwijkt, voor het zojuist genoemde voorbeeld van Sb in Ge ca. 1,7 mm bedraagt.)

Het verloop van de concentratie C_S met x vindt men afgebeeld in *fig. 4*, zowel voor de werkelijk optredende situatie (curve 3) als voor de twee denkbeeldige grensgevallen. De curve 2 geldt voor het geval waarbij roering volledig ontbreekt, curve 1 voor dat waarbij er geen diffusie is en er zeer sterk geroerd wordt. Behalve in het begin, waar het diffusiepatroon nog niet stationair is geworden, heeft de curve 3 hetzelfde karakter als curve 1. Men ziet dat enerzijds een flinke fractie van de verontreiniging naar het laatstgestolde deel is gedreven, maar dat er anderzijds geen gebied is waarin de waarde van C_S niet met x varieert. Dit betekent dat de in het bovenstaande beschreven wijze van stollen eventueel bruikbaar is als zuiveringsmethode — en als zodanig te vergelijken met het welbekende omkristalliseren —, maar minder geschikt is als doseermethode.

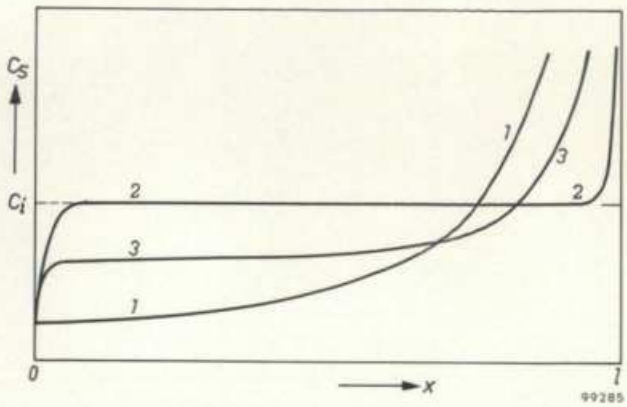


Fig. 4. Het verloop van C_S met x in staven die ontstaan zijn door vanuit één uiteinde voortschrijdende stolling van een vloeistof met concentratie C_i. Curve 1: de vloeistof werd sterk geroerd. In een flink deel van de staaf heeft een aanzienlijke zuivering plaatsgevonden, maar C_S heeft overal een andere waarde. Curve 2: in de vloeistof ontbrak iedere convectie; het transport van de verontreiniging vond uitsluitend plaats door diffusie. In een deel van de staaf is $C_S = C_i$, dat wil zeggen: k is daar constant en gelijk aan één. In werkelijkheid komen de hier verondersteld uitersten niet voor en verloopt C_S volgens curve 3 ($k_0 < k < 1$). Behalve voor zeer kleine x heeft curve 3 hetzelfde karakter als curve 1.

Behalve voor zeer kleine waarden van x, wordt het verloop van C_S met x voor iedere situatie die zich kan voordoen beschreven door de formule:

$$C_S(x) = kC_i(1 - x/l)^{k-1}. \; . \; . \; . \quad (6)$$

In het eerstbesproken grensgeval (fig. 4, curve 1) was $k = k_0$, in het andere (curve 2) was $k = 1$. In werkelijk voorkomende gevallen heeft k een waarde die tussen k_0 en 1 in ligt.

Er zij hier nog vermeld dat men $C_S(x)$ indirect kan bepalen door een meting van de specifieke weerstand die het materiaal op de desbetreffende plaats heeft. Het verband tussen beide grootheden is nl. goed bekend; het specifieke geleidingsvermogen van verontreinigd germanium en silicium is in eerste benadering evenredig met C_S.

[1]) J. A. Burton, R. C. Prim en W. P. Slichter, J. chem. Phys. **21**, 1987, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

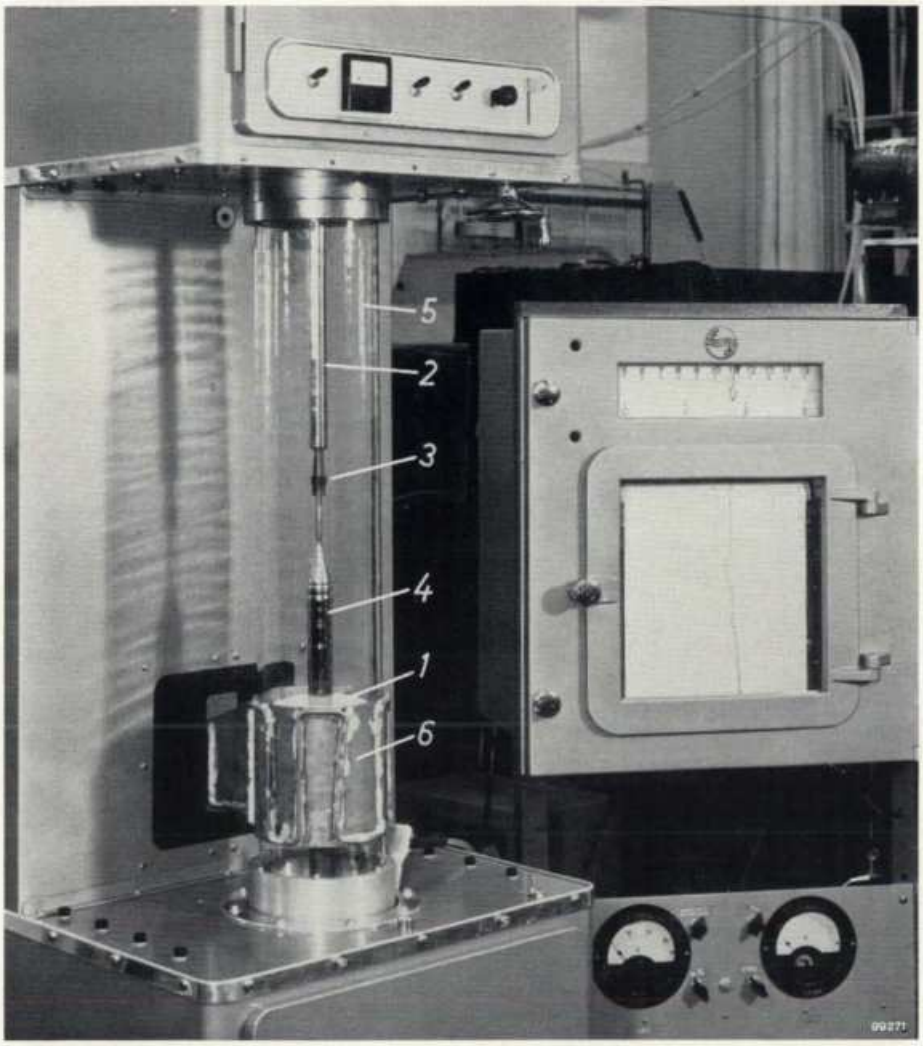


Fig. 5. Apparaat voor het optrekken van een monokristal uit de smelt (Czochralski). *1* kroes met gesmolten germanium. *2* roterende as. *3* houder voor het entkristal. *4* opgetrokken monokristallijne staaf. De onderdelen *1* t/m *4* bevinden zich in de buis *5* waardoor een inert gas stroomt. Ter hoogte van de kroes bevindt zich om deze buis een met water gekoelde plaatvormige „winding" *6* voor hoogfrequentieverhitting. Het registreerapparaat (rechts) registreert de temperatuur van de kroes en maakt tevens deel uit van de automatische regelkring die de generator bestuurt.

Het optrekken van een monokristal

Een veel gebruikte methode voor het maken van monokristallen is die van Czochralski [2]). Hierbij laat men een entkristal aan een draaiende verticale as zo ver zakken dat het juist het oppervlak van een hoeveelheid gesmolten materiaal raakt. De temperatuur van de smelt moet daar ter plaatse gelijk zijn aan de smelttemperatuur om wegsmelten van het entkristal te voorkomen. Daarna laat men de as met het entkristal weer langzaam omhoog gaan terwijl de warmtetoevoer aan de smelt wat vermindert wordt. Zodra zich een stationaire toestand heeft ingesteld, groeit er nu aan het entkristal een staafvormig monokristal van constante diameter (*fig. 5* en *6*).

De situatie die hier aan het stolvlak optreedt, wordt goed beschreven door het zojuist geschetste beeld waarbij in de vloeistof roering optrad, behalve in een laag ter dikte δ. De grootte van δ wordt bepaald door de viscositeit van de vloeistof en het toerental van de as. De waarde die de segregatiecoëfficiënt k aanneemt, wordt hier dus, behalve door de optreksnelheid en de diffusieconstante, mede bepaald door de zojuist genoemde grootheden.

Uit hetgeen reeds werd opgemerkt, valt te concluderen dat ook hier C_S in geen enkel deel van een verkregen monokristallijne staaf onafhankelijk van de plaats is. Daar zo'n staaf het eindprodukt is van het bereidingsproces, is dat onaangenaam.

[2]) J. Czochralski, Z. phys. Chem. **92**, 219, 1917.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De eerder aangehaalde theorie [1]) werd opgesteld voor de zojuist beschreven optrekmethode. Er zij hier opgemerkt dat de oplossing (5) in feite een benadering is, en wel doordat de voorstelling als zou er in de vloeistof een laag ter dikte δ bestaan waarin alléén diffusie voor het stoftransport zorgt, welke laag scherp gescheiden is van de rest, te simplistisch is. Stelt men het probleem exact (voor de optrekmethode met roterend kristal dus), dan is het slechts numeriek oplosbaar. Voor het punt $x = 0$ is de oplossing te schrijven in de vorm van een integraalvergelijking, maar daaruit is niet eenvoudig een formule voor k af te leiden.

Fig. 6. Het optrekken van een monokristal uit de smelt. De operatie is bijna voltooid. Men kan de vorm van het verkregen kristal goed onderscheiden.

Experimenteel vindt deze theorie o.m. steun in een proef die gebaseerd is op de volgende overweging. Daar men een monokristal wenst te verkrijgen, moet de temperatuur $T(x)$ in de vloeistof overal hoger zijn dan de evenwichtstemperatuur T_E die men voor de ter plaatse aanwezige concentratie uit het fazediagram kan aflezen. Is aan deze voorwaarde niet voldaan, dan treedt er kiemvorming op. Neemt men aan dat er geen onderkoeling optreedt — aan het stolvlak is de temperatuur uiteraard gelijk aan T_E —, dan kan men de eis $T(x) > T_E$ in de directe omgeving van het stolvlak ($x = 0$) vervangen door de eis:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} > \left(\frac{dT_E}{dx}\right)_{x=0}. \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Nu kan men het rechterlid hiervan schrijven in de vorm:

$$\left(\frac{dT_E}{dx}\right)_{x=0} = \left(\frac{dT_E}{dC_L}\right)_{C_L=C(0)} \times \left(\frac{dC_L}{dx}\right)_{x=0}. \quad \ldots \quad (8)$$

Uit (3) volgt:

$$\left(\frac{dC_L}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{f\{C_L(0) - C_S(0)\}}{D} = -\frac{f}{D} C_L(0)(1-k_0), \quad (9)$$

zodat:

$$\left(\frac{dT_E}{dx}\right)_{x=0} = -\left(\frac{dT_E}{dC_L}\right)_{C_L=C(0)} \times \frac{f}{D} C_L(0)(1-k_0). \quad (10)$$

Substitueert men hierin de voor een bepaalde verontreiniging geldende waarden van dT_E/dC_L, D, k_0 en de voor f gebruikte waarde, en stelt men dT_E/dx gelijk aan de optredende waarde van dT/dx, dan kan men uit (10) de hoogste waarde berekenen die $C_L(0)$ onder de gegeven omstandigheden kan hebben zonder dat er kiemvorming optreedt.

Ingeval men werkt met germanium dat verontreinigd is met antimoon, is

$$\frac{dT_E}{dC} = 400^\circ \text{ C/mol},$$

$$k_0 = 0{,}003,$$

$$D = 5 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}.$$

Verder zij $f = 1{,}8$ mm per minuut ofwel 3×10^{-3} cm/s. Aannemende dat dT/dx in de vaste stof bij het stolvlak ongeveer 150 °C/cm bedraagt, kan men, door opstellen van de voor $x = 0$ geldende warmtebalans, berekenen dat dT/dx in de vloeistof ongeveer 28 °C/cm bedraagt (hierbij is gerekend met een stolwarmte van 98 cal/gram en een warmtegeleidingscoëfficiënt van vast resp. vloeibaar Ge van 0,034 en 0,12 cal/s cm °C).

Dit levert voor $C_L(0)$ een waarde van $1{,}4 \times 10^{-3}$ mol/cm³ en dus voor $C_S(0)$ een waarde van $4{,}2 \times 10^{-6}$ mol/cm³, dat wil zeggen: $2{,}6 \times 10^{18}$ atomen antimoon per cm³. Berekening leert dat de specifieke weerstand van het aldus verkregen germanium de waarde 0,004 Ω cm moet hebben. Meet men deze grootheid in een stuk met Sb verontreinigd germanium bij de grens van mono- en polykristallijn gebied, dat wil zeggen: op de plaats waar T nog net niet onder de waarde T_E gedaald is, dan vindt men 0,003 Ω cm. Gezien het feit dat de gebruikte waarde van dT/dx en die van de warmtegeleidingsvermogens niet nauwkeurig bekend zijn, en dat er enige onderkoeling plaatsvindt alvorens kiemvorming optreedt [3]), kan men de overeenstemming zeer bevredigend noemen.

Moderne doserings- en zuiveringsmethodes

De moderne doseringsmethodes voor germanium en silicium zijn alle varianten van de optrekmethode of van het zg. zonesmelten; zuiveren geschiedt stéédsdoor middel van zonesmelten. Bij dit proces wordt niet de gehele te behandelen staaf gesmolten, maar men verhit plaatselijk, zodat er slechts een kort stukje smelt. Dit gesmolten gedeelte noemt men de zone. Het verhitten geschiedt meestal inductief met behulp van een hoogfrequentiegenerator. Men begint aan het ene einde van de staaf en laat de zone langzaam naar het andere toe bewegen.

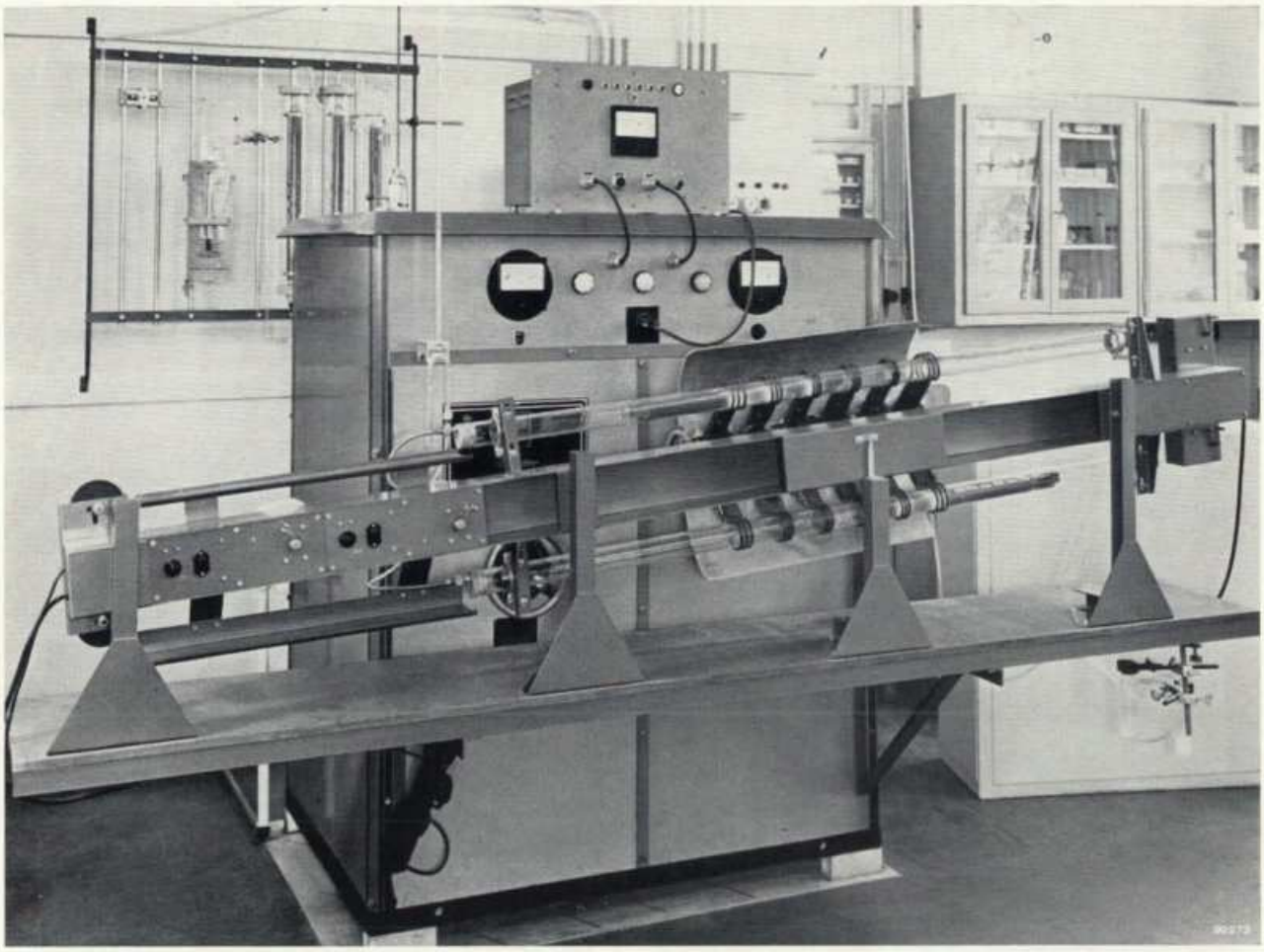
Vergelijkt men dit procédé met het van één zijde laten stollen van een geheel gesmolten staaf, dan valt op te merken dat de hoeveelheid verontreiniging die uit het gestolde deel wordt afgescheiden — we veronderstellen weer $k_0 \ll 1$ —, in een kleiner vloeistofvolume wordt opgenomen, zodat C_L sterker toeneemt en de zuivering minder effectief is. Bereikte bij het normale stollen C_L de dubbele waarde niet voordat de staaf voor de helft gestold was, hier is dit reeds het geval na ruim twee zonelengten.

Dat het zonesmelten als zuiveringsmethode desondanks te prefereren is, vindt zijn oorzaak in de volgende omstandigheden. In de eerste plaats kan men het herhalen zonder dat het nodig is het

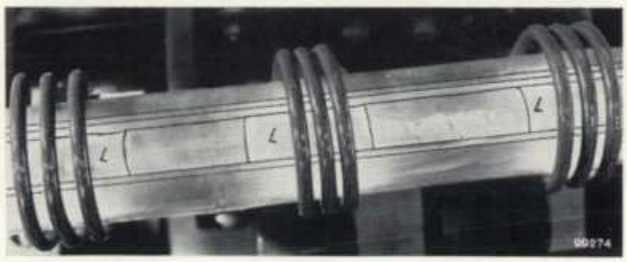
[3]) B. Chalmers, Proc. Int. Conf. on Crystal Growth, Cooperstown (N.Y.) 1958, blz. 297, Wiley, New-York.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a



b

Fig. 7. *a*) Apparaat voor het zuiveren van germanium door middel van herhaald zonesmelten. De grafietschuiten, die het germanium bevatten, bevinden zich ieder in een buis waardoor gezuiverde waterstof stroomt. Bij het zonesmelten bewegen de schuiten zich langzaam van rechts naar links en passeren per keer zes op korte onderlinge afstand geplaatste spiralen voor hoogfrequentieverhitting. Ze worden voortgetrokken met behulp van een dunne metalen draad. De buizen zijn ietwat hellend opgesteld, om te voorkomen dat de gestolde staven, ten gevolge van het verschillende specifieke volume van vloeistof en vaste stof, wigvormig worden. Desgewenst kunnen de schuiten na een passage door middel van het bewegingsmechanisme snel naar hun uitgangspunt terug gehaald worden en aan een tweede passage beginnen, enz. De apparatuur in het wandrek dient voor het zuiveren van de waterstof. *b*) Detail van het apparaat. De vloeibare zones (*L*) zijn 4 à 5 cm lang.

laatstgestolde deel, waarin C_S immers zeer groot wordt, af te zagen. Afgezien van de tijdbesparing is dit van voordeel omdat men bij ieder hanteren van de staaf gevaar loopt deze te verontreinigen. In de tweede plaats kunnen een tweede en een derde zone hun reis beginnen voordat de eerste hem volbracht heeft. *Fig. 7* toont foto's van een apparaat voor het zuiveren van germanium waarin de staaf niet minder dan zes verhitters passeert, zodat er na één passage zesmaal een zone door de staaf gegaan is. Dit geeft uiteraard een enorme tijdbesparing. Ook voor een volgende passage van de schuit behoeft men deze niet aan te raken.

Daar gesmolten silicium chemisch zeer reactief is, kan men dit element beter niet in een schuit smelten. Door een zeer speciale wijze van zonesmelten is het echter toch met succes te behandelen. Bij dit zg. kroesloos zonesmelten (Engels: floating-zone technique; Duits: tiegelfreies Zonenschmelzen) plaatst men de staaf bij voorkeur verticaal. De zone wordt hier, mits de lengte niet te groot is, bijeengehouden door de druk ten gevolge van de opper-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

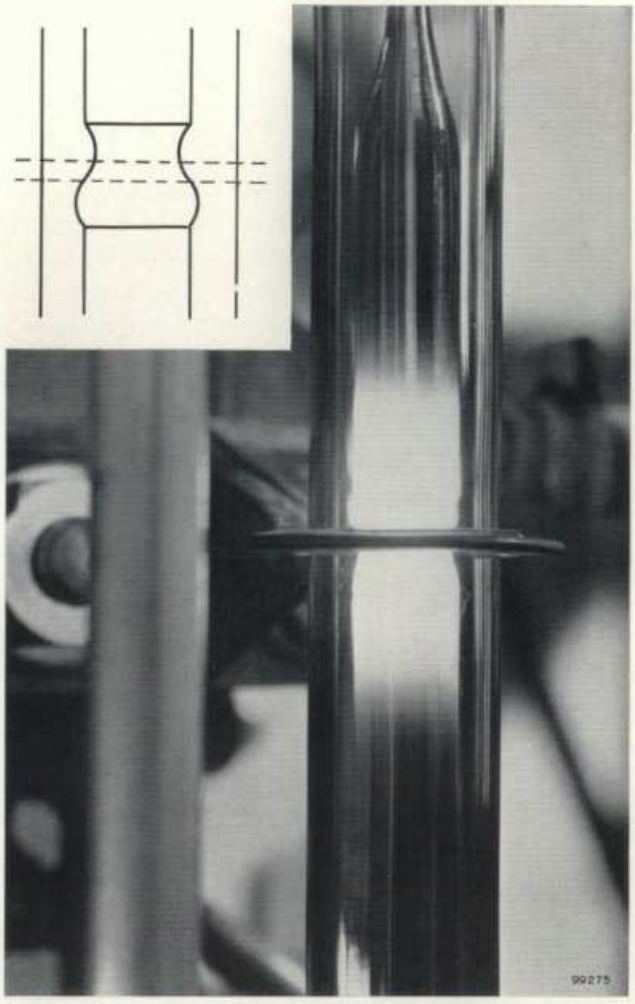


Fig. 8. Zuivering van silicium door middel van kroesvrij zonesmelten. De staaf is hier verticaal opgesteld in het midden van een relatief wijde buis waardoor een inert gas stroomt. De zone (zie inzet) wordt bijeengehouden door de druk ten gevolge van de oppervlaksspanningen.

vlaksspanning (*fig. 8*). Ook hier laat men het groiende staafgedeelte roteren. Door uit te gaan van een monokristallijn entkristal, kan men ervoor zorgen dat het produkt monokristallijn is. Het kroesloos zonesmelten is de beste methode voor het maken van monokristallijn silicium.

Zoals men uit het bovenstaande kan afleiden, kleeft aan het zonesmelten in de vormen waarin het hierboven werd beschreven, als doseringsmethode hetzelfde bezwaar als aan de methodes die in de inleiding geschetst werden. Ook hier verkrijgt men niet een staaf waarin C_S over een flinke lengte constant is.

Verbetering kan bereikt worden door de methode te modificeren. Ingeval k zeer klein is ($< 0{,}01$), kan men b.v. een goed resultaat bereiken door de eerste zonelengte van de te behandelen staaf te doen bestaan uit verontreinigd materiaal (concentratie C_i) en de rest uit zuiver. Men krijgt dan, behalve uiteraard in de laatste zone, in de gehele staaf ongeveer de concentratie $k_0 C_i$. Is k_0 niet zeer klein, dan kan men verbetering bereiken door een zone vele malen heen en weer te laten gaan, of door gebruik te maken van het feit dat C_S óók afhangt van de lengte van de zone; men tracht dan C_S constant te houden door bij het voortschrijden van het proces de zonelengte te veranderen. Ook kan men gebruik maken van het feit dat k afhangt van de snelheid van de zone [4]). Het eerste procédé is uiteraard tijdrovend, alle drie zijn praktisch moeilijk uitvoerbaar.

De beste doseermethodes zijn in principe die waarbij men werkt met een goed gezuiverde stof en continu aan de gesmolten zone evenveel van de gewenste verontreiniging toevoert als er aan het stolvlak uit wordt weggenomen. Men verkrijgt dan een produkt waarin C_S in 't geheel niet varieert met de plaats, ongeacht de waarde van k_0. We zullen thans twee door ons ontwikkelde procédés bespreken die op dit principe berusten, en die goed bruikbaar gebleken zijn. Het eerste betreft de bereiding van met fosfor verontreinigd silicium [5]) — hier is $k_0 = 0{,}35$ en de methode met verrijkte eerste zone dus onbruikbaar — en het tweede de bereiding van verontreinigd germanium [6]). Laatstgenoemd procédé is in principe bruikbaar voor vrijwel iedere verontreiniging.

Dosering van fosfor in silicium door zonesmelten met continue fosfortoevoer

Bij het gelijkmatig doseren van fosfor in silicium volgens de zojuist aangehaalde methode, verkrijgt men de vereiste constante toevoer van fosfor door een spoor fosforwaterstof (PH_3) toe te voegen aan het inerte gas dat de staaf waarvan men uitgaat, omspoelt (het zonesmelten geschiedt hier uiteraard kroesloos). Bij het passeren van de hete zone ontleedt het PH_3, en een zekere fractie van de ontstane P-atomen lost op in het gesmolten silicium. In de stationaire toestand neemt de zone per tijdseenheid evenveel P-atomen op als er aan het stolvlak uit verdwijnen. De siliciumstaaf waarvan men uitgaat, moet van te voren uiteraard goed gezuiverd zijn. Het volume van de zone moet tijdens het verloop van het proces constant blijven.

---

[4]) Allerlei wijzen van zonesmelten vindt men besproken in W. G. Pfann, Zone melting, Wiley, New-York 1958.

[5]) J. Goorissen en A. H. J. G. van Run, Gas-phase doping of silicon, Proc. Instn. Electr. Engrs. 1959, ter perse.

[6]) J. Goorissen en F. Karstensen, Das Ziehen von Germanium-Einkristallen aus dem „schwimmenden Tiegel", Z. Metallkunde **50**, 46-50, 1959 (no. 1), en J. Goorissen, F. Karstensen en B. Okkerse, Growing single crystals with constant resistivity by floating-crucible technique, Proc. Brussels Conf. on Solid State Physics, mei 1958 (ter perse).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij het op gang brengen van het proces wordt de staaf aanvankelijk alleen omspoeld door het inerte gas. Heeft zich een gesmolten zone gevormd, dan wordt aan de gasstroom een constante PH_3-stroom toegevoegd. Zodra de P-concentratie in de zone de gewenste waarde bereikt heeft — we vertellen aanstonds hoe men dit weet —, brengt men de staaf (dat wil zeggen, van de staaf uit gezien: de zone) in beweging.

Fig. 9 toont het verloop van de soortelijke weerstand met de plaats voor enige gemaakte monokristallijne siliciumstaven. Men ziet dat deze grootheid in een zeer groot stuk van iedere staaf niet meer dan ca. 10% van de gemiddelde waarde afwijkt. In dezelfde figuur vindt men enige voorlopige resultaten van proeven die ten doel hadden hetzelfde staaf met die factor toe; zie *fig. 10*. Het doet er daarbij niet toe of men die vergroting teweegbrengt door bij constante gasstroom de PH_3-concentratie $2\times$ zo groot te maken, dan wel door bij gelijkblijvende concentratie de gasstroom te vergroten. Vergroot men ten slotte, bij gelijkblijvende omstandigheden, de snelheid van de zone, dan neemt de fosforconcentratie in de staaf met dezelfde factor af. Dit laatste betekent dat de snelheid waarmee het fosfor in de zone wordt opgenomen onafhankelijk is van de snelheid waarmee deze beweegt; ook is de opneemsnelheid blijkbaar onafhankelijk van de fosforconcentratie in de zone. Men mag dus aannemen dat de opneemsnelheid gedurende de beginperiode, waarin de gesmolten zone nog stilstaat, dezelfde is als wanneer de zone beweegt. De tijd die in een bepaald

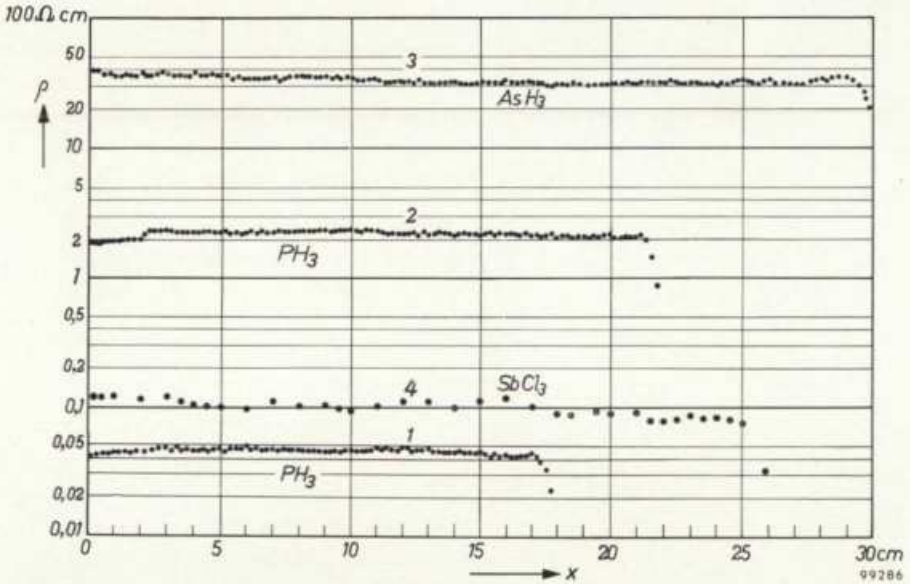


Fig. 9. Serie *1* en *2*: soortelijke weerstand ϱ als functie van de plaats (x), gemeten aan siliciumstaven met fosforverontreiniging die bij kroesloos zonesmelten werd toegevoerd door middel van een constante PH_3-stroom. Behalve in de laatste zone wijkt ϱ nergens meer dan 10% van de gemiddelde waarde af. Daar k_0 voor fosfor in silicium de waarde 0,35 heeft, is een dergelijke constantheid van ϱ met andere methodes slechts ten koste van veel moeite te bereiken. Serie *3* en *4*: idem voor siliciumstaven die op dezelfde manier verontreinigd werden met arseen (via AsH_3) resp. antimoon (via $SbCl_3$).

principe ook toe te passen voor het aanbrengen van arseen (via AsH_3) en antimoon (via $SbCl_3$) in silicium.

Onderzoek naar de wetmatigheden volgens welke het fosfor in de gesmolten zone wordt opgenomen, heeft geleerd dat de per seconde in de groeiende staaf opgenomen hoeveelheid, bij overigens gelijke geometrie, gelijke snelheid van de zone en gelijke rotatiesnelheid, uitsluitend afhangt van de hoeveelheid PH_3 die per seconde naar de zone toe stroomt. Vergroot men die hoeveelheid b.v. met een factor 2, dan neemt ook het specifieke geleidingsvermogen van de geval na het toelaten van de PH_3-stroom verlopen moet alvorens men de beweging van de zone mag laten beginnen, kan dus berekend worden.

Het maken van homogeen verontreinigde germaniumkristallen volgens de methode van de „drijvende kroes"

Een op hetzelfde principe berustende, maar overigens van de voorgaande sterk afwijkende, methode, die speciaal ontwikkeld is voor de bereiding van homogeen verontreinigd monokristallijn germanium, is die van de zg. drijvende kroes [6]). Deze methode

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

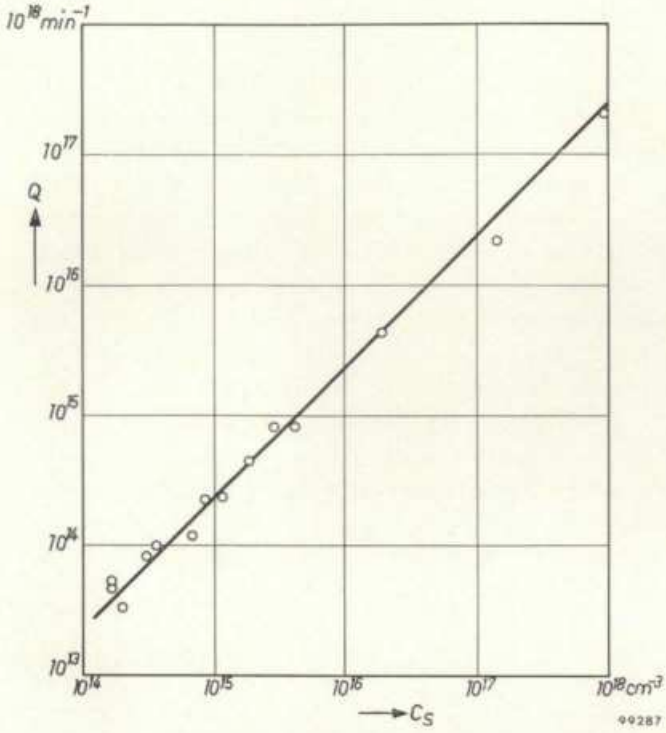


Fig. 10. Het verband tussen de logaritme van de fosforconcentratie C_S in een siliciumstaaf en die van de PH_3-stroom Q naar de zone. De curve is in een zeer groot gebied recht en heeft een hellingscoëfficiënt één. De fosforconcentratie is dus recht evenredig met de per tijdseenheid toestromende hoeveelheid PH_3. De gebruikte eenheden zijn resp. P-atomen per cm^3 en PH_3-moleculen per minuut.

is een variant van de eerder besproken optrekmethode van Czochralski, maar ook hier is een soort zone van constant volume aanwezig, waaraan per seconde evenveel verontreiniging wordt toegevoerd als er aan het stolvlak uit verdwijnt. Zoals reeds werd opgemerkt, hangt de bruikbaarheid ervan niet af van de waarde van k_0.

Een schematische voorstelling vindt men in *fig. 11*. Het gesmolten materiaal *1* waaruit het monokristal *2* wordt opgetrokken, bevindt zich in een kleine kroes van grafiet *3*, die drijft op de smelt *4*, die in de op poten opgestelde kroes *5* aanwezig is. De inhouden van beide kroezen staan met elkaar in verbinding via de capillair *6*. Een steel onder aan de drijvende kroes gaat door een gat in de bodem van de grote en draagt het gewicht *7*. De oppervlaksspanning van germanium is voldoende groot om wegstromen van vloeistof door de spleet tussen deze steel en de bodem van de grote kroes te beletten.

Men gebruikt het apparaat aldus dat men de grote kroes, terwijl de kleine kroes op de bodem ligt, vult met stukken zuiver germanium en deze smelt. Ook na het smelten blijft de kleine kroes op de bodem. Men voegt dan aan de smelt de gewenste verontreiniging toe, zodat de concentratie ervan gelijk is aan de waarde C_S die men in de staaf wil hebben. Daarna wordt de kleine kroes met behulp van de pen *8* omhoog gedrukt tot hij voor een deel boven het vloeistofoppervlak uitsteekt. De kroes blijft dan drijven omdat de hydrostatische opwaartse kracht nu vermeerderd is met een opwaartse kracht ten gevolge van de oppervlaksspanning. Door de schuine stand van de zijwanden van de kleine kroes varieert ook deze capillaire opwaartse kracht met de inzinkdiepte. De amplitude van verticale bewegingen, b.v. ten gevolge van uitwendige storingen, is dientengevolge klein.

Vervolgens laat men het roterende entkristal neer en begint men met het optrekken van een monokristal. Dit heeft een vloeistofstroom in de capillair ten gevolge. Direct daarna voegt men aan het germanium in de kleine kroes zoveel verontreiniging toe dat de concentratie daarin C_S/k wordt. Daar het volume van de vloeistof in deze kroes niet afhangt van de hoogte van de vloeistofspiegel in de grote — we verklaren aanstonds waarom —, heeft men vanaf dat ogenblik wat de concentratie in de kleine kroes betreft een stationaire toestand, mits de capillair zo gedimensioneerd is dat het aantal verontreinigingsdeeltjes dat de kleine kroes per seconde door

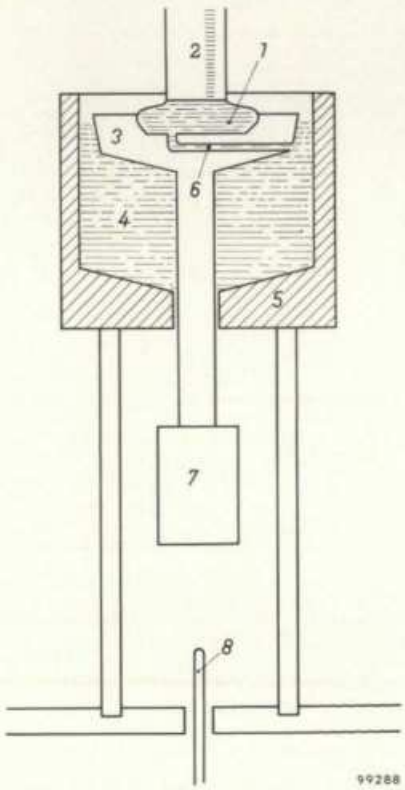


Fig. 11. Schematische doorsnede van een opstelling voor het maken van monokristallen van germanium met constante verontreinigingsconcentratie (methode van de drijvende kroes). *1* hoeveelheid gesmolten germanium waaruit het kristal *2* wordt opgetrokken en die zich bevindt in de kroes *3*. Deze drijft op een veel grotere hoeveelheid germanium *4* waarmee de kroes *5* gevuld is. *6* verbindingscapillair. *7* gewicht. *8* pen om de kroes *3* omhoog te drukken nadat het germanium in *5* gesmolten is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diffusie verlaat, te verwaarlozen is tegenover het aantal dat met het germanium toestroomt. (Men kan berekenen dat dit het geval is indien de stroomsnelheid van het germanium in de capillair groot is ten opzichte van het quotiënt van de diffusieconstante en de lengte van de capillair.) De verkregen monokristallijne staaf heeft dus, afgezien van een kort begin- en eindstukje, over zijn gehele lengte een constante verontreinigingsconcentratie, die gelijk is aan de gewenste waarde C_s.

Het constant blijven van de hoeveelheid materiaal in de kleine kroes is te danken aan het feit dat de steel die het gewicht 7 draagt (evenals het deel van de kroes dat zich verticaal daarboven bevindt), géén bijdrage levert tot de hydrostatische opwaartse kracht. Deze blijft dus steeds dezelfde, ook al daalt de vloeistofspiegel in de grote kroes. De inzinkdiepte van de kleine kroes verandert dus niet naarmate de operatie vordert; het germaniumvolume erin is constant.

De grootte van het gewicht 7 wordt, naar men uit het voorgaande kan afleiden, zodanig gekozen dat het totale gewicht van de kleine kroes, de steel en 7 groter is dan de hydrostatische opwaartse kracht. Hierdoor blijft de kleine kroes niet alleen op de bodem liggen tijdens het vullen van de grote — dit is noodzakelijk wil de capillair zich vullen, maar men kan dat natuurlijk ook zonder het gewicht 7 verwezenlijken —, doch is ook de inzinkdiepte voldoende groot. Bij afwezigheid van 7 zou de kleine kroes zo weinig diep inzinken dat alle vloeistof eruit zou weglopen.

Uit een oogpunt van apparatuur en werkwijze is de hier beschreven methode uiteraard nauw verwant aan de gewone optrekmethode. Let men echter in de eerste plaats op de diverse volumina (de opgetrokken staaf, de inhoud van de drijvende en de inhoud van de grote kroes) en op hun concentraties, dan valt op dat men hier eigenlijk met een eigenaardige vorm van zonesmelten te doen heeft. De inhoud van de kleine kroes speelt hier de rol van een kunstmatig verrijkte zone, de grote kroes kan men zich denken als de staaf waarvan men uitgaat. Laatstgenoemde heeft echter reeds de gewenste (en van de plaats onafhankelijke) concentratie, zodat de „zone" bij het voortschrijden van het proces niet van concentratie verandert.

In *fig. 12* vindt men het resultaat van metingen van de specifieke weerstand als functie van de plaats voor enige met deze methode gemaakte germaniumstaven. Ook hier wijkt de waarde in een groot gebied minder dan 10% van de gemiddelde af.

Tot slot willen we nog een enkele opmerking maken omtrent het rendement van de beide hierboven besproken nieuwe methodes. Hieronder verstaan we het percentage van de totale staaflengte waarin de uiterste waarden van de specifieke weerstand niet meer dan b.v. 20% verschillen.

Gaat men uit van de veronderstelling dat alleen in de laatste zone de concentratie noodzakelijkerwijs van de gewenste waarde afwijkt maar overal elders constant is, dan is bij de twee nieuwe procédés dit rendement theoretisch gelijk aan $(1 - V_z/V)$ 100%. Hierin is V_z het volume van de zone (resp. van de inhoud van de drijvende kroes) en V het totale volume. Bij het kroesloos zonesmelten van silicium met continue fosfortoevoer kan dit rendement — dat voor een staaf die 10 zonelengtes lang is, dus 90% bedraagt — inderdaad bereikt worden. Bij de methode met de drijvende kroes is

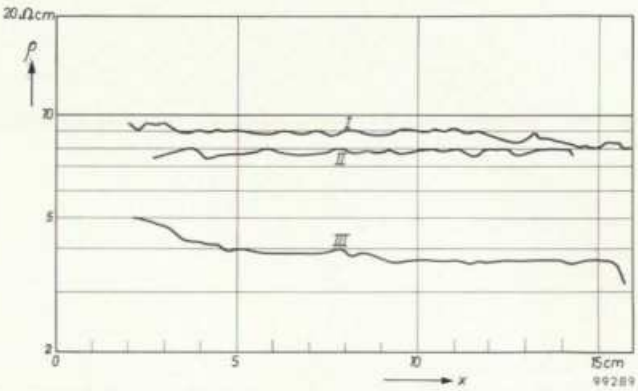


Fig. 12. De soortelijke weerstand ϱ als functie van de plaats (x), gemeten in enkele germaniumstaven die gemaakt zijn volgens de methode van de drijvende kroes. De gebruikte verontreinigingen waren resp. indium ($k_0 = 0{,}0014$; curve *I*), antimoon ($k_0 = 0{,}007$; curve *II*) en fosfor ($k_0 = 0{,}12$; curve *III*). In een zeer groot deel van iedere staaf is ϱ binnen 10% constant.

dat niet mogelijk. In de eerste plaats hangt het volume van de vloeistof in de kleine kroes af van de staafdiameter (door de werking van de oppervlaksspanning) en is dus in het begin niet constant, en in de tweede plaats kan men niet alle germanium uit de grote kroes opgebruiken. Het in de praktijk bereikbare rendement is voor onze apparatuur gebleken ca. 75% te zijn; het theoretische is 85%.

Een dergelijk hoog rendement wordt ook bereikt met het eerder besproken zonesmelten met verrijkte eerste zone, maar alleen indien k_0 kleiner dan ca. 0,01 is; met toenemende k_0 neemt het rendement sterk af.

Het rendement van de gewone optrekmethode — we denken hier aan germanium; silicium behandelt men immers zonder kroes — is in de meeste gevallen slecht. Door variatie van de optreksnelheid, is het in het gunstigste geval (nl. bij antimoon,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

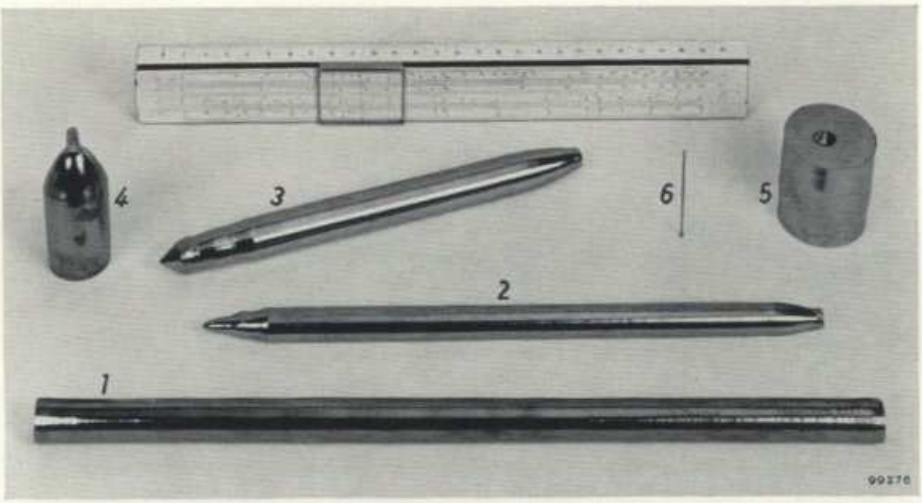


Fig. 13. Een aantal monokristallijne staven van diverse afmetingen, die gemaakt zijn volgens in dit artikel besproken methodes. *1* siliciumstaaf met constante fosforconcentratie (kroesloos zonesmelten met PH_3-toevoer), *2* en *3* germanium (drijvende kroes), *4* het boveneinde van een dikke germaniumstaaf (drijvende kroes), *5* het ondereinde van een zeer dikke germaniumstaaf (gewone optrekmethode), *6* zeer dun germaniumstaafje (idem). Aan *1* en *2* kan men zien dat de staven geen cirkelvormige doorsnede hebben. Dit is het gevolg van het feit dat de groeisnelheid van een kristal niet in alle richtingen dezelfde is.

waarbij k het sterkst met de optreksnelheid varieert) te verhogen tot een theoretische waarde van 73% [7]), maar de daarbij optredende complicaties zijn aanzienlijk.

Fig. 13 toont nog een foto van een silicium- en enige germaniumstaven. Alle staven zijn monokristallijn; de eerste werd verkregen met kroesloos zonesmelten, de germaniumstaven werden op twee na geproduceerd met de drijvende kroes.

[7]) Een uitvoerige beschouwing hierover vindt men in het eerste in noot [6]) aangehaalde artikel.

Samenvatting. Aan het stolvlak van een stof die een zeer kleine hoeveelheid van een verontreiniging bevat, is de concentratie van deze verontreiniging in de vaste en in de vloeibare faze in het algemeen niet dezelfde. De verhouding k_0 van beide concentraties heet verdelingsconstante. Schrijdt de stolling voort, dan ligt de segregatiecoëfficiënt k, d.i. de verhouding tussen de concentratie in het gestolde deel en die in de vloeistof (ver van het stolvlak), tussen k_0 en 1. Wordt er sterk geroerd, dan is $k \approx k_0$; is er geen convectie, dan is $k = 1$. Men kan de segregatie gebruiken voor zuivering ($k < 1$), maar het maken van een homogeen produkt wordt erdoor bemoeilijkt. Het eerste geschiedt tegenwoordig bij zuivering van silicium en germanium volgens de methode van herhaald „zonesmelten". Hierbij beweegt een vrij korte gesmolten zone zich van het ene einde van een staaf naar het andere. Bij germanium, dat in een schuit behandeld kan worden, volgen de opeenvolgende zones elkaar op korte afstand; dit geeft een grote tijdbesparing. Silicium is in gesmolten toestand te reactief om in een vat te kunnen verblijven. Men plaatst daarom een Si-staaf verticaal en werkt met één zone. Deze wordt bijeengehouden door de druk ten gevolge van de oppervlaksspanning (kroesloos zonesmelten). Het segregatieverschijnsel is storend indien men wil doseren. Men krijgt in het algemeen geen homogeen produkt (tenzij k_0 zeer klein is en men werkt met een verrijkte eerste zone). Twee nieuwe methodes, die in het Philipslaboratorium ontwikkeld werden, berusten op de gedachte dat men, ongeacht de waarde van k_0, een homogeen produkt verkrijgt indien men aan de zone per seconde evenveel van de verontreiniging toevoert als er aan het stolvlak uit verdwijnt. Zo kan men een homogeen met fosfor verontreinigde monokristallijne Si-staaf maken (k_0 is voor fosfor in silicium 0,35), door aan het inerte gas dat de zone omspoelt, een spoor PH_3 toe te voegen. In de stationaire toestand neemt de zone uit het gas evenveel fosfor op — PH_3 ontleedt daar door de hoge temperatuur — als er aan het stolvlak uit verdwijnt. Homogeen verontreinigde monokristallijne Gestaven (verontreinigingsconcentratie C_S) kan men maken met de methode van de „drijvende kroes", een variant van de zg. gewone optrekmethode. Men trekt hier op uit de inhoud van een kleine kroes, concentratie C_S/k, die via een capillair in verbinding staat met de inhoud van een grotere waarvan de concentratie C_S is. De inhoud van de kleine kroes verandert bij het voortschrijden van het proces niet van volume, noch van concentratie. Het rendement van beide methodes is groot en benadert vrijwel de theoretische waarde, die gelijk is aan $(1 - V_z/V)\,100\%$. (V_z volume van de zone resp. van de smelt in de kleine kroes, V totaal volume.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PARASITAIRE CAPACITEITEN IN NEONINSTALLATIES

door J. J. WILTING.

621.327.42

De o.a. voor lichtreclames gebruikte hoogspanningsontladingsbuizen met neonvulling kunnen sterke elektrische overgangsverschijnselen opwekken. Deze hangen samen met de parasitaire capaciteiten die in de installatie aanwezig zijn. In het onderstaande artikel worden zowel de gunstige als de ongunstige gevolgen van deze verschijnselen behandeld.

Een gasontlading die in stand wordt gehouden door een wisselstroom van lage frequentie, dooft periodiek uit en moet dus ook periodiek (twee maal per periode) worden herontstoken. De spanning die voor het herontsteken nodig is, hangt af van de aard en de druk van het vulgas en van de geometrie van de buis. In het geval van lange ontladingsbuizen zoals o.a. voor lichtreclames veelvuldig worden gebruikt, is de herontsteekspanning U_i niet veel hoger dan de brandspanning U_b indien het vulgas kwikdamp is (*fig. 1a*). Met neon daarentegen kan U_i wel 3 tot 4 maal zo groot als U_b zijn (fig. 1*b*).

De hoge herontsteekspanning van neonbuizen eist dus een voedingstransformator met een extra hoge nullastspanning (wat extrakosten meebrengt), terwijl anderzijds deze spanning door veiligheidsvoorschriften is gebonden aan een bepaalde bovengrens. Een gelukkige omstandigheid is de aanwezigheid van parasitaire capaciteit van de transformator en de hoogspanningskabel die de buizen met de transformator verbindt. Deze capaciteit biedt namelijk de mogelijkheid om telkens ongeveer op het moment dat herontsteking gewenst is, een aanzienlijke spanningsimpuls op te wekken. Deze vergemakkelijkt het herontsteken, zodat de nullastspanning van de transformator minder hoog behoeft te zijn.

Het telkens nul worden van de stroom (begin van de zg. donkerperiode, een stroomloos interval, dat tot de herontsteking duurt) geeft in de elektrische keten aanleiding tot een overgangsverschijnsel. Dit bestaat in het uittrillen van de spanning over de neonbuizen, met een frequentie van ca. 500 tot 1200 Hz, die dus veel hoger dan de netfrequentie is. De som van deze gedempte trilling (de bovengenoemde spanningsimpuls) en de spanning van de tijdelijk onbelaste transformator kan groot genoeg zijn voor het herontsteken van de neonbuizen.

Capaciteit — parasitair steeds aanwezig — is voor het optreden van dit gunstige verschijnsel essentieel. De keerzijde van de medaille is echter dat de capaciteit, na tot een hoge spanning te zijn geladen, direct na iedere herontsteking zich over de neonbuizen ontlaadt. Dit gebeurt met een sterke stroomstoot, die de neonbuizen onrustig doet branden en hun levensduur verkort.

In het onderstaande zullen wij nagaan, op welke wijze het ontstaan van een doelmatige spanningsimpuls kan worden bevorderd, en hoe de stroomstoten beperkt kunnen worden tot toelaatbare waarden.

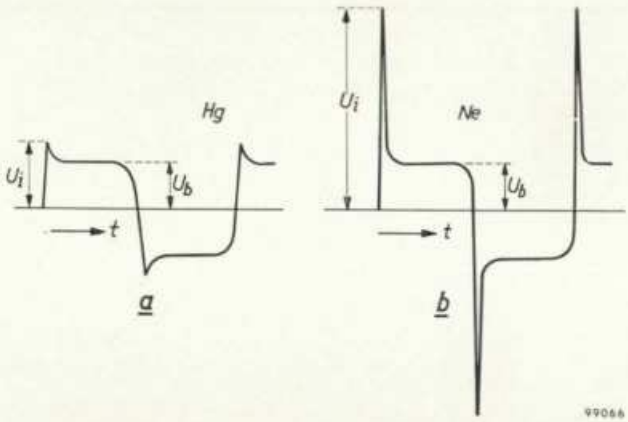


Fig. 1. *a*) Bij lange ontladingsbuizen met kwikdamp (onder lage druk) is de herontsteekspanning U_i weinig hoger dan de brandspanning U_b.
b) Bij lange neonbuizen is U_i enige malen zo groot als U_b.

De spanningsimpuls voor de herontsteking

Transformatoren voor neonbuizen (één of meer buizen in serie) worden algemeen uitgevoerd met magnetische spreiding, ter verkrijging van een bepaalde inwendige reactantie, die het verschil tussen de nullast- en de brandspanning opneemt. In *fig. 2* zijn enige veel voorkomende constructies afgebeeld. Door middel van magnetische shunts *Sh* wordt de reactantie zo ingesteld dat de stroom de nominale waarde aanneemt. De symmetrische constructies (fig. 2*b* en *d*) hebben boven de asymmetrische het voordeel dat de secundaire spanning twee maal zo hoog mag zijn als de hoogste spanning ten opzichte van aarde die door de veiligheidsvoorschriften wordt toegelaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

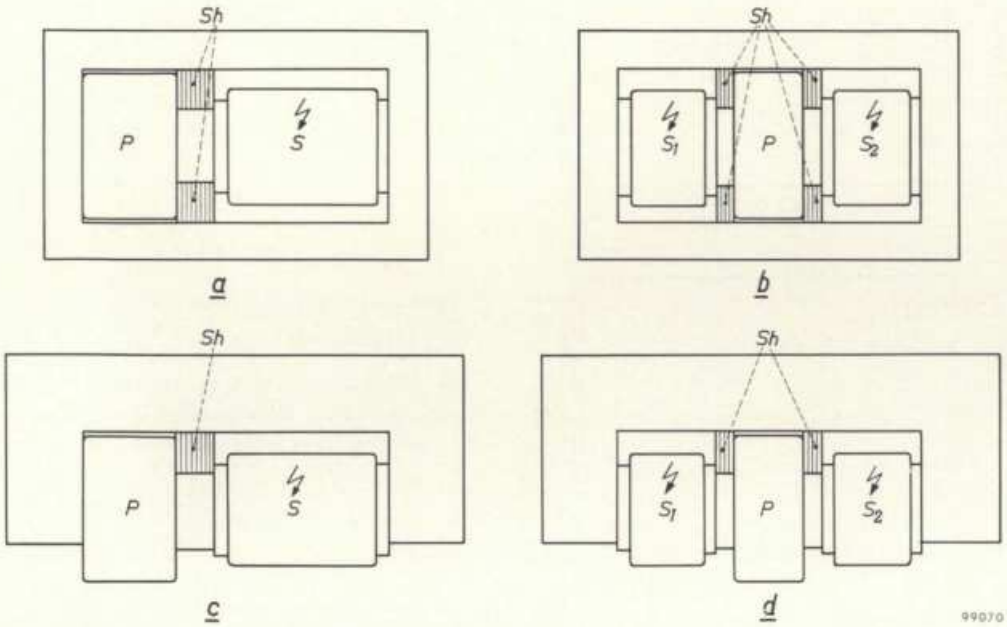


Fig. 2. Veel voorkomende constructies van hoogspanningstransformatoren voor neonbuizen. P primaire spoel. S secundaire spoel (bij b en d gesplitst in twee symmetrische helften, S_1 en S_2). Bij a en b is de kern van het mantelbliktype, bij c en d van het kernbliktype. Sh magnetische shunts, waarmee een bepaalde waarde van de spreidingszelfinductie wordt ingesteld.

Doordat de buizen telkens vrij plotseling geleidend en niet-geleidend worden, zijn ze, wat hun gedrag in de schakeling betreft, te beschouwen als een schakelaar in serie met (in hoofdzaak) een weerstand: de schakelaar gaat open op het moment $t = 0$ dat de stroom nul wordt, en wordt weer gesloten op het ogenblik van herontsteken. De nullastspanning stellen we voor door $e = E \sin(\omega t + \varphi)$; de spanning die bij $t = 0$ (begin van de donkerperiode) over de neonbuizen staat, is de superpositie van de ogenblikswaarde $e_0 = E \sin \varphi$ der nullastspanning bij $t = 0$ en het overgangsverschijnsel Δe (*fig. 3*).

Door uit te gaan van een vereenvoudigd vervangschema, kan men het overgangsverschijnsel met goede benadering berekenen. *Fig. 4a* geeft het schema van een symmetrische neoninstallatie, met de parasitaire capaciteiten C_t van de transformator en C_k van de hoogspanningskabel. Door de spanningsbron over te brengen naar de secundaire keten en de primaire spoel kort te sluiten, herleidt men dit schema tot het asymmetrische vervangschema van fig. 4*b*. Daarin zijn alle parasitaire capaciteiten samengevat in de capaciteit C. De weerstand en de zelfinductie van de primaire spoel zijn r_1 resp. L_1 genoemd, van de secundaire spoel r_2 resp. L_2. Een weerstand r_{Fe} is toegevoegd om rekening te houden met de ijzerverliezen.

Uit dit schema is met geringe verwaarlozing dat van fig. 4*c* af te leiden. De daarin voorkomende zelfinductie L is gegeven door

$$L = (1 - k^2)L_2,$$

als k de koppelingsfactor van de transformator is. In eerste benadering mogen L en r_{Fe} als constanten worden beschouwd.

De weerstand r_{Cu} in fig. 4*c* brengt de gezamenlijke koperverliezen in rekening en bedraagt

$$r_{Cu} = r_2 + \frac{L_2}{k^2 L_1} r_1.$$

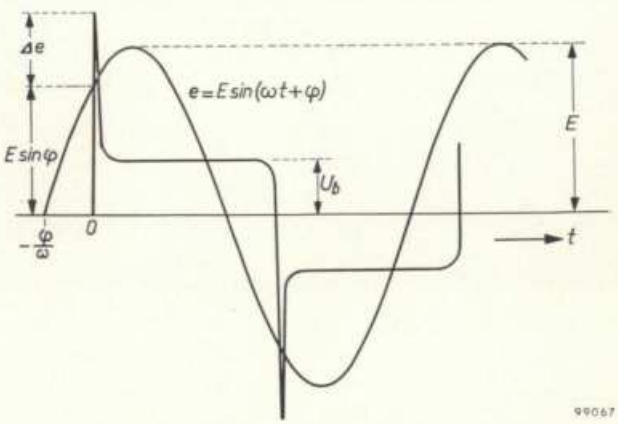


Fig. 3. Spanningsverloop bij een brandende neonbuis. Nullastspanning van de transformator: $e = E \sin(\omega t + \varphi)$. Op het moment waarop de stroom nul wordt (hier tevens het moment van herontsteken) is $t = 0$ gesteld. De nullastspanning is op dat tijdstip $E \sin \varphi$; hieraan ontbreekt nog een bedrag Δe, dat door het overgangsverschijnsel moet worden geleverd om herontsteking te verzekeren. U_b = brandspanning.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

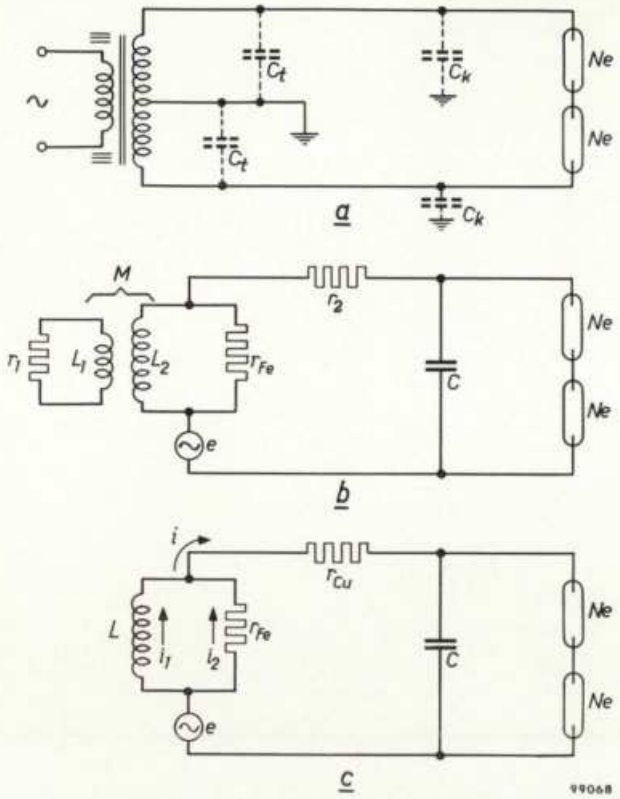


Fig. 4. *a*) Symmetrische transformator volgens fig. 2*b* of *d*, die twee neonbuizen in serie voedt. C_t en C_k zijn parasitaire capaciteiten van resp. de transformator en de hoogspanningskabel. *b*) Vervangschema van (*a*), met de wisselspanningsbron *e* in de secundaire keten. L_1 en r_1, L_2 en r_2 zelfinductie en weerstand van de primaire resp. de secundaire spoel. *M* wederzijdse inductie. r_{Fe} weerstand die de ijzerverliezen in rekening brengt. *C* totale parasitaire capaciteit.
c) Vereenvoudigd vervangschema. *L* spreidingszelfinductie. r_{Cu} brengt alle koperverliezen in rekening.

Voor het schema van fig. 4*c* kan men, weer met kleine verwaarlozingen, de volgende vergelijking voor het verloop van de condensatorspanning *u* met de tijd *t* afleiden:

$$u(t) = E \sin(\omega t + \varphi) - E \sin\varphi \, e^{-\alpha t} \cos \beta t. \quad . \quad (1)$$

Hierin is ω de hoekfrequentie van het net, α de dempingsconstante en β de eigen hoekfrequentie van de aangestoten „hoogfrequente" trillingskring *L*-*C*; zie *fig.* 5. Voor α en β geldt:

$$\alpha \approx \frac{r_{Cu}}{2L} + \frac{1}{2 r_{Fe} C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

en

$$\beta \approx \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

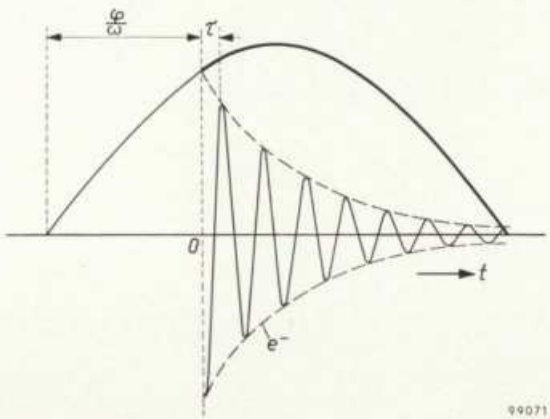


Fig. 5. De sinuslijn stelt de nullastspanning voor, de gedempte trilling is het overgangsverschijnsel.

Het oscillogram van *fig.* 6 illustreert het beschreven verschijnsel.

De afleiding van de verg. (1), (2) en (3) gaat als volgt. Noemt men in fig. 4*c* de stromen door r_{Cu}, *L* en r_{Fe} resp. *i*, i_1 en i_2, dan gelden de volgende betrekkingen:

$$i = i_1 + i_2,$$

$$L \frac{di_2}{dt} = r_{Fe} i_2,$$

$$r_{Fe} i_2 + r_{Cu} i + u = e,$$

$$i = C \frac{du}{dt}.$$

Door elimineren van *i*, i_1 en i_2 vindt men hieruit een differentiaalvergelijking van de vorm

$$\frac{d^2u}{dt^2} + a \frac{du}{dt} + bu = ce + d \frac{de}{dt}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin *a*, *b*, *c* en *d* bepaalde functies van *L*, *C*, r_{Cu} en r_{Fe} zijn. Voor het opslingeren van de spanning boven de nullastspanning zijn van de oplossingen van de differentiaalvergelijking (4) slechts de periodieke van belang. Deze zijn van de vorm

$$u(t) = A \sin(\omega t + \gamma) + B \, e^{-\alpha t} \sin(\beta t + \delta). \quad . \quad . \quad (5)$$

In deze vergelijking komt de superpositie van de nullastspanning (hoekfrequentie ω) en een gedempte „hoogfrequente" trilling (hoekfrequentie β) tot uitdrukking. De coëfficiënt *A* en de fazehoek γ volgen uit een gemakkelijk te vinden particuliere oplossing. Kent men de beginvoorwaarden, dan zijn ook *B* en δ te berekenen.

Het begintijdstip is het moment waarop de stroom *i* de waarde nul bereikt. De brandspanning is dan nagenoeg ook nul, zodat we mogen stellen:

$$u(0) = 0.$$

Daarmee volgt uit (5):

$$A \sin\gamma + B \sin\delta = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

De tweede beginvoorwaarde is gegeven door de grootte van du/dt ten tijde $t = 0$. Deze grootte hangt af van verschillende omstandigheden. Stellen we

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_{t=0} = U_0',$$

dan volgt uit (5):

$$U_0' = A\omega \cos\gamma + B\beta \cos\delta - B\alpha \sin\delta. \quad . \quad . \quad (7)$$

Uit (6) en (7) volgt nu:

$$\operatorname{tg}\delta = -\frac{A\beta \sin\gamma}{A\omega\cos\gamma + A\alpha\sin\gamma - U_0'}$$

Daar het effect van de weerstanden r_{Cu} en r_{Fe} mag worden verwaarloosd ten opzichte van dat van de zelfinductie *L* en de capaciteit *C*, volgt bij benadering uit fig. 4*c*:

$$A \approx \frac{E}{1 - \omega^2 LC} \quad \text{en} \quad \gamma \approx \varphi.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

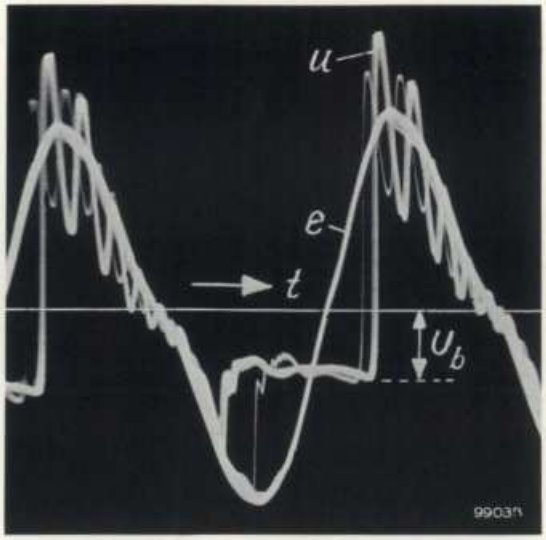


Fig. 6. Oscillogram van de transformatorspanning e (bij nullast) en van de spanning u over een neonbuis die slechts in één richting stroom doorliet, doordat er een gelijkrichtbuis mee in serie was geschakeld (dit maakt het oscillogram duidelijker). De transformatorspanning was zo laag dat de neonbuis niet iedere periode ontstak. Men herkent in het verloop van u de superpositie van de twee krommen in fig. 5.

Voor niet te lange hoogspanningskabels is $1/\omega C \gg \omega L$, zodat dan $A \approx E$. Met deze benadering gaat (5) over in

$$u(t) \approx E \sin(\omega t + \varphi) - E \frac{\sin\varphi}{\sin\delta} e^{-\alpha t} \sin(\beta t + \delta), \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Uit metingen blijkt dat δ bij alle voorkomende waarden van U_0' slechts enkele graden kleiner dan 90° is, zodat $\sin\delta \approx 1$. Om een inzicht in de verschijnselen te krijgen, is het derhalve voldoende, uit te gaan van de vergelijking die ontstaat door in (8) de hoek $\delta = \frac{1}{2}\pi$ te stellen:

$$u(t) \approx E \sin(\omega t + \varphi) - E \sin\varphi \, e^{-\alpha t} \cos\beta t,$$

en dit is de bovenstaande verg. (1).

De dempingsconstante α en de hoekfrequentie β van de gedempte trilling volgen ten slotte nog uit de differentiaalvergelijking (4), na invulling van de constanten a, b, c en d:

$$\alpha = \frac{L + r_{Cu} r_{Fe} C}{2(r_{Cu} + r_{Fe})LC}$$

en

$$\beta = \sqrt{\frac{r_{Fe}}{(r_{Cu} + r_{Fe})LC} - \alpha^2}.$$

Bij benadering kan men deze uitdrukkingen vereenvoudigen tot de boven gegeven formules (2) en (3).

De vereiste herontsteekspanning

De herontsteekspanning van een gegeven neonbuis hangt in hoofdzaak af van twee grootheden: van de tijd τ die sinds het doven van de ontlading is verlopen, en, indien de buis wordt herontstoken door middel van een spanningsimpuls, van de duur van deze impuls. (Ook de grootte van de stroom die vóór het doven door de buis liep, heeft enige invloed, maar daarop behoeven we hier niet in te gaan.)

Het eerste van de twee effecten — de afhankelijkheid van τ — vindt men gedemonstreerd in *fig. 7a*, krommen *1* en *2*. Hier is voor een neonbuis van 3,85 m en een van 1,85 m lang (beide inwendig 13 mm middellijn) de gemeten herontsteekspanning uitgezet als functie van τ; de metingen zijn gedaan met een gelijkspanning, die elektronisch gedurende een regelbare tijd τ werd uitgeschakeld. Bij τ in de orde van enige microseconden is de herontsteekspanning ongeveer gelijk aan de brandspanning. Maakt men τ groter, dan neemt de herontsteekspanning toe,

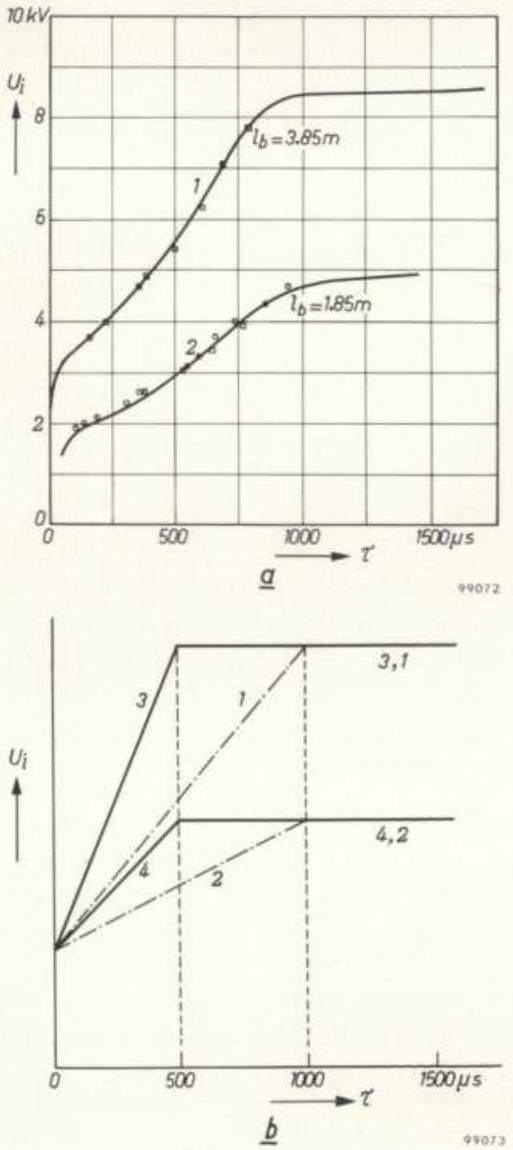


Fig. 7. *a*) Herontsteekspanning U_i van neonbuizen (13 mm inwendige diameter) op gelijkspanning, die elektronisch gedurende een regelbare tijd τ kon worden uitgeschakeld, als functie van τ. Kromme *1* is opgenomen aan een buis van 3,85 m lang, kromme *2* aan een buis van 1,85 m, beide met een stroom van 25 mA.
b) Herontsteekspanning bij branden op wisselspanning (schematisch); *3* voor de buis van 3,85 m, *4* voor de buis van 1,85 m. Ter vergelijking zijn de voor gelijkspanning geldende lijnen *1* en *2* ingetekend, die globaal overeenkomen met *1* en *2* in (*a*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tot deze bij $\tau =$ ca. 1000 μs niet verder toeneemt en dus gelijk aan de ontsteekspanning is geworden.

Brandt de buis op wisselstroom, waarbij het herontsteken geschiedt door een kortstondige piek, dan is de toestand aanmerkelijk ongunstiger. Door de korte duur van de impuls kan de ontlading alleen dan goed op gang komen indien de topspanning veel hoger is dan de gelijkspanning die bij de zoëven genoemde metingen al voldoende was. In fig. 7*b* is dit geschematiseerd voorgesteld. De geknikte lijnen *1* en *2* komen globaal overeen met *1* en *2* in fig. 7*a* en gelden dus voor gelijkspanning. Voor wisselspanning, met een verloop als in fig. 6, en een impulsduur van $\frac{1}{2}\tau$, gelden de lijnen *3* en *4* voor neonbuizen van 3,85 resp. 1,85 m lang: in plaats van bij 1000 μs is nu de herontsteekspanning al tot de ontsteekspanning opgelopen bij $\tau \approx 500$ μs.

Bij het normaal branden van een neonbuis is de donkerperiode het langst indien de eerste positieve top van de gedempte trilling maakt dat de herontsteekspanning juist wordt bereikt. Er is dan op het moment van herontsteken een halve periode van de gedempte trilling verlopen sinds het tijdstip $t = 0$ (fig. 5). Daar de trilling de hoekfrequentie β heeft, waarvoor verg. (3) geldt, is de maximale donkerperiode τ_{max}:

$$\tau_{max} = \frac{\pi}{\beta} = \pi\sqrt{LC}.$$

Bij grote neoninstallaties (nullastspanning 8 kV) zijn de waarden van L en C in de regel zodanig dat $\tau_{max} > 500$ μs. Neonbuizen van 13 mm middellijn (waarvoor fig. 7 geldt) vereisen voor het herontsteken in zo'n installatie dus de volle ontsteekspanning. Voor grotere buisdiameters schuiven de krommen *3* en *4* in fig. 7*b* naar rechts; het komt dan wel voor — vooral bij kleinere installaties, met hogere β — dat men op het hellende deel van de kromme werkt.

De aansluitbare buislengte

Een belangrijke praktische grootheid bij neoninstallaties is de „aansluitbare buislengte", d.i. de maximale lengte aan neonbuis die op een gegeven transformator nog goed brandt. Deze lengte is scherp begrensd. Met toenemende buislengte namelijk wordt uiteraard de vereiste herontsteekspanning hoger, terwijl de beschikbare herontsteekspanning afneemt. Dat dit laatste het geval is, wordt hieronder aangetoond.

Het eerste maximum van de spanning $u(t)$ treedt op in de buurt van het tijdstip $t = \tau = \pi/\beta$. Substitueert men voor t deze waarde in verg. (1), dan komt er:

$$u(\tau) \approx E \sin\left(\frac{\omega}{\beta}\pi + \varphi\right) + E \sin\varphi \exp\left(-\frac{\alpha}{\beta}\pi\right). \quad (9)$$

Bij verandering van de buislengte wordt de stroom opnieuw op de nominale waarde gebracht door verstellen van de magnetische shunts. Dit gaat gepaard met een verandering van de fazehoek φ. Vergroting van de buislengte nl. betekent een toeneming van de weerstand in de keten en maakt dus een verstellen van de shunts in de zin van een kleinere spreiding noodzakelijk. Beide veranderingen (grotere weerstand, kleinere zelfinductie) veroorzaken een afnemen van φ, dus in (9) een afnemen van beide termen in het tweede lid, die samen de beschikbare herontsteekspanning vormen (men bedenke dat het argument van de eerste term, $\frac{\omega}{\beta}\pi + \varphi$, een hoek in het eerste kwadrant is).

We zullen nu aan de hand van (9) nagaan, welke maatregelen men bij opvoeren van de buislengte kan nemen om zo lang mogelijk te voorkomen dat de beschikbare herontsteekspanning ontoereikend zou worden. De parameters waarover men in deze vergelijking nog kan beschikken, zijn de hoekfrequentie β en de dempingsconstante α. Uit (9) ziet men dat de eerste term van het rechterlid groter wordt als men β verkleint, en de tweede term als men α/β verkleint. Wenselijk is dus een verkleining van β, gepaard met een relatief sterkere verkleining van α.

We beschouwen eerst de mogelijkheden tot verkleining van β. Deze hoekfrequentie kan worden verlaagd door C en/of L groter te maken. C is voornamelijk bepaald door de lengte van de hoogspanningskabel. De grootte van C, dus de lengte van de kabel, is echter beperkt door het zo sterk worden van stootontladingen dat de buizen onrustig gaan branden en een kortere levensduur krijgen (zie het volgende hoofdstuk); bij kabellengten van enige meters is deze grens al vrijwel bereikt. Wat betreft de zelfinductie L, moet men in aanmerking nemen dat deze L niet de spreidingszelfinductie is die het stationaire stroomverloop bepaalt. De snelle veldveranderingen immers die het overgangsverschijnsel veroorzaakt, zijn op het stationaire veld gesuperponeerd. De zelfinductie L waarmee men bij het overgangsverschijnsel te maken heeft, is dan ook bepaald door de incrementale permeabiliteit μ_i van het gebruikte soort blik; μ_i is afhankelijk van de door het hoofdveld veroorzaakte voormagnetisatie tijdens de donkerperiode. Bij het ontwerpen van de transformator kan men op een grote L (dus een kleine β) aansturen door blik te gebruiken met een grote μ_i en door de kern niet sterk te verzadigen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Beschouwen we nu de verhouding α/β, die men eveneens klein wenst. Voor de dempingsconstante α is boven gevonden:

$$\alpha \approx \frac{r_{Cu}}{2L} + \frac{1}{2r_{Fe}C}. \quad \ldots \quad (2)$$

Vullen we praktisch voorkomende getalwaarden in, dan blijkt de tweede term, $1/(2r_{Fe}C)$, sterk te overheersen. Dientengevolge hangt α, bij gegeven C, vrijwel uitsluitend af van de ijzerverliezen. Voor een transformator van het type 2 × 4000 V, 25 mA, zijn in *fig. 8* enige krommen α als functie van β getekend. Zoals men zou verwachten, wordt α kleiner als men de ijzerverliezen vermindert, door over

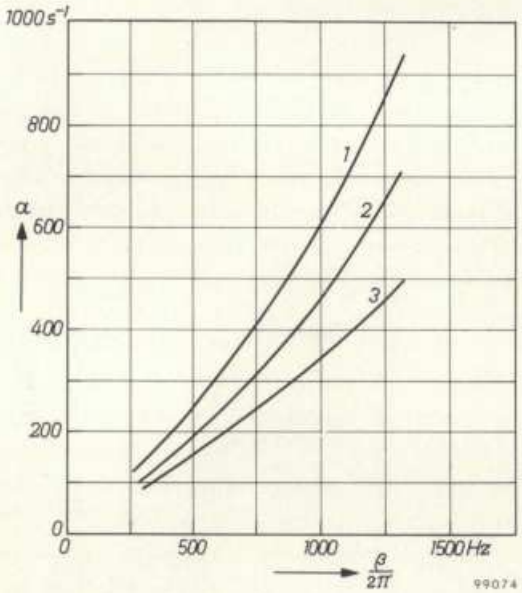


Fig. 8. De dempingsconstante α als functie van de frequentie $\beta/2\pi$ van het overgangsverschijnsel, voor verschillende soorten siliciumijzerblik als materiaal voor de kern van een transformator voor 2 × 4 kV, 25 mA. Kromme *1*: laag Si-gehalte, 0,5 mm dik. Krommen *2* en *3*: hoger Si-gehalte, 0,5 mm resp. 0,35 mm dik.

te gaan op dunner blik of op een bliksoort met hoger siliciumgehalte. Uit fig. 8 volgt eveneens dat α/β met afnemende frequentie kleiner wordt; verlaging van β doet in het rechterlid van (9) dus niet alleen de eerste, maar ook de tweede term groter worden.

Voor het zoëven genoemde type transformator, belast met enige neonbuizen in serie van totaal 6 m lang en 13 mm diameter, is in *fig. 9* de gemeten „kritische netspanning" in verhouding tot de nominale netspanning uitgezet als functie van de totale parasitaire capaciteit C. (Onder „kritische netspanning" verstaan we de laagste netspanning waarbij de buizen nog stationair branden, zonder flikkeren; de netspanning dus waarbij de opgewekte herontsteekspanning nog juist voldoende is.) De gestippelde kromme is berekend volgens (9). De afwijking van de gemeten kromme moet in hoofdzaak worden

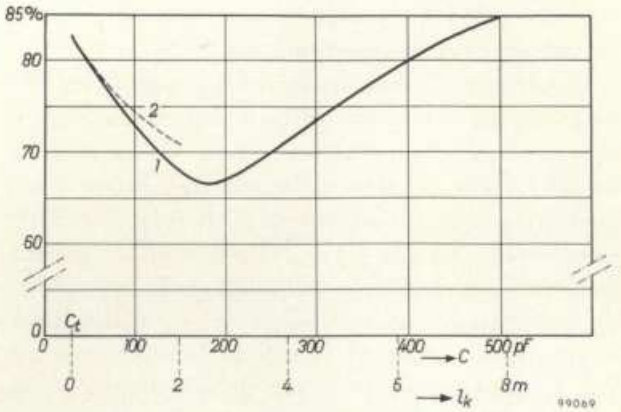


Fig. 9. Verhouding van de kritische tot de nominale netspanning, als functie van de parasitaire capaciteit C. Kromme *1*: gemeten. Kromme *2*: berekend. Tot de parasitaire capaciteit droeg de transformator 30 pF bij; de rest was afkomstig van de kabel, waarvan de lengte l_k in de figuur is aangegeven. Transformator: 2 × 4 kV, 25 mA, kernbliktype.

toegeschreven aan het niet-lineaire karakter van de zelfinductie L. Dat de gemeten kromme rechts weer omhoog loopt, komt doordat de sterke stootontladingen daar het rustig branden verstoren; wij komen hierop aanstonds terug.

Daar de netspanning lager dan de nominale waarde kan zijn en de ontsteekspanning van neonbuizen tijdens de levensduur hoger wordt, stellen wij als eis dat voor nieuwe buizen in de ongunstigste opstelling (zonder kabel) de kritische netspanning niet hoger is dan 80% van de nominale.

Stootontladingen

Op het moment van herontsteking heeft de parasitaire capaciteit C, die parallel met de neonbuizen staat, de spanning $u(\tau)$, zie verg. (9). De herontsteking maakt de buizen plotseling geleidend, zodat de condensator zich zal ontladen met een stroomimpuls (*fig. 10*):

$$i = I\, e^{-st}.$$

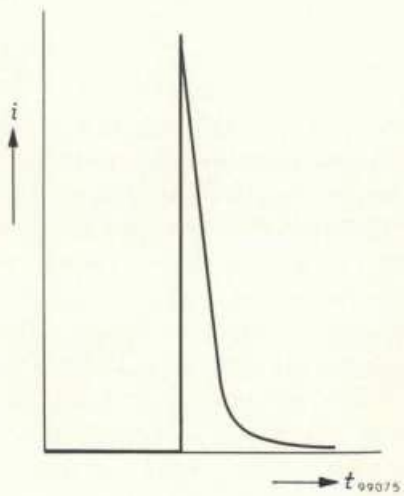


Fig. 10. Verloop van de stroom i waarmee de parasitaire capaciteit zich, na de herontsteking, door de neonbuis ontlaadt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De tijdconstante ε hangt af van de grootte van C en van de aangesloten neonbuizen.

De eerste ontladingsstoot wordt gevolgd door een reeks stroomstoten, die elkaar steeds sneller opvolgen en in grootte afnemen terwijl de momentele waarde i_s van de stationaire stroom aangroeit. De verklaring van dit verschijnsel is als volgt. De eerste stroomstoot, bij $t = 0$ (*fig. 11*), laat in het gas een sterke concentratie van vrije ladingdragers achter, die slechts door recombinatie kan verdwijnen. Deze concentratie, en daardoor ook de geleiding van het gas, is enige tijd zo groot dat de spanningsgradiënt van de ontlading vrijwel nul is. De neonbuizen vormen dan (interval t_1-t_2) een kortsluiting over de transformator. De stroom door de buizen zal tijdens dit interval nagenoeg de grootte hebben van de stationaire kortsluitstroom i_k van de transformator (de tijdconstante ε van de stroompieken is klein ten opzichte van de tijdconstante van de kortgesloten transformator).

Recombinatie doet vervolgens de concentratie van de ladingdragers verminderen. De spanningsgradiënt in de gasontlading zal derhalve vrij snel groter worden, terwijl de stroom dientengevolge een weinig moet afnemen (bij t_2). Het toenemen van

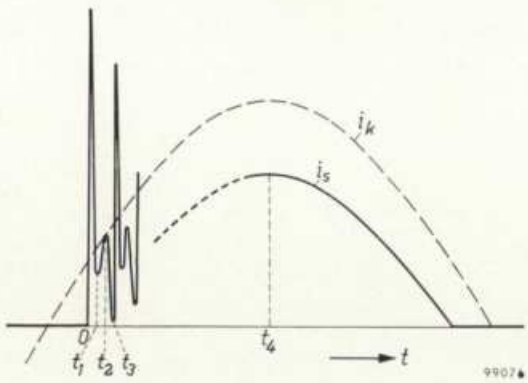


Fig. 11. Verloop van de stationaire stroom i_s door een neonbuis, met daarop gesuperponeerd enige stootontladingen. i_k kortsluitstroom van de transformator.

de gradiënt moet gepaard gaan met laden van de parasitaire parallelcapaciteit C, wat echter alleen kan gebeuren in het tempo dat gegeven is door de dempingsconstante a. Deze maakt dat de spanning over C niet snel genoeg kan toenemen, de stroom door de ontlading moet daardoor nog verder afnemen (voorbij t_2), tot de ontlading dooft (bij t_3). Pas wanneer de spanning over C hoog genoeg is geworden, vindt herontsteking plaats. Het proces herhaalt zich dan; zie de oscillogrammen in *fig. 12*.

Bij iedere herhaling veranderen de omstandigheden geleidelijk, doordat i_s, tot het moment t_4 (fig. 11), bezig is toe te nemen. Daardoor zullen de variaties in de spanningsgradiënt telkens kleiner zijn en de herontsteekspanning lager. Bovendien zal de stroom die nodig is om de condensator telkens opnieuw te laden, relatief minder belangrijk zijn. Dit verklaart dat de stootontladingen, naarmate i_s toeneemt, zwakker worden en elkaar sneller opvolgen; dit is duidelijk in fig. 12 te zien. Mits de parasitaire capaciteit niet te groot is, zal de gasontlading geleidelijk in de stationaire toestand komen. Is echter C zo groot dat deze toestand bij $t = t_4$ nog niet is bereikt, dan zullen bij het nu intredende afnemen van i_s de stootontladingen geleidelijk weer sterker worden, wat kan leiden tot voortijdig doven van de gasontlading. Dit verschijnsel treedt niet regelmatig op, waardoor het neonlicht onrustig wordt. Het spanningsoscillogram van fig. 12 toont twee beelden door elkaar, wat een gevolg van het onregelmatig uitdoven is. De spanningsimpuls die bij het te vroeg doven optreedt, is niet altijd toereikend voor herontsteking. Ook het herontsteken van de buizen is dan onregelmatig. Dit verschijnsel is de oorzaak van het rechts omhoog lopen van de gemeten kromme in fig. 9.

Invloed van de stootontladingen op de levensduur van neonbuizen.

Bij de eerste stootontlading komt een energie vrij van $\frac{1}{2}CU_i^2$, waarin U_i de herontsteekspanning is. In een praktijkgeval (transformator 2 × 4 kV, 25 mA, die over een symmetrische kabel van 2×8 m een 6 m lange neonbuis voedt) is $C = 500$ pF en $U_i = 12{,}5$ kV. De energie van de stoot is dan 0,04 joule. De tijd waarin deze energie vrijkomt, is van de orde van 1 microseconde, zodat het vermogen van de stoot van de orde van 40 kW is. Het optreden van zulke krachtige stootontladingen heeft een aantal schadelijke gevolgen:

1) De elektrodes van de neonbuizen staan bloot aan sterke verstuiving en voornamelijk daardoor verdwijnt er neon in de glaswand.
2) De elektrodes komen in mechanische trilling (wat zich manifesteert in een zingend geluid); het gevaar bestaat dat hierdoor op den duur de insmeltingen gaan lekken.
3) De stootontladingen vormen een bron van krachtige radiostoringen.

Wij zullen hier alleen op het onder (1) genoemde ingaan; het feit dat al te heftige stootontladingen de levensduur van de neonbuis verkorten, is de voornaamste reden om maatregelen te beramen ter vermijding ervan.

Het verstuivingsproces gaat als volgt in zijn werk. Deeltjes metaal worden van de elektrodes losgeslagen en treffen de omringende glaswand. Ze nemen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

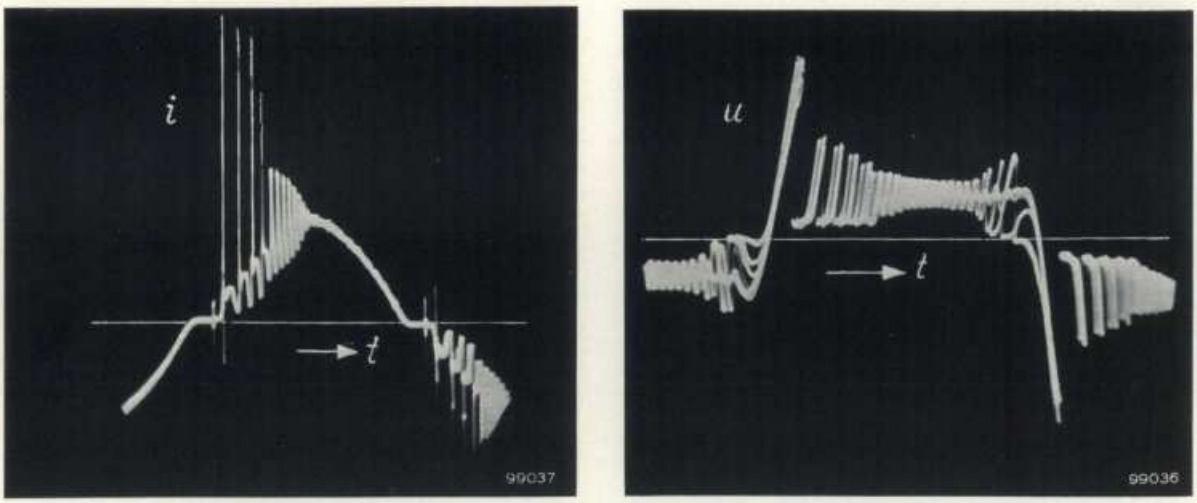


Fig. 12. Oscillogrammen van de stroom i door een neonbuis en de spanning u over de buis. Als gevolg van het onregelmatig uitdoven zijn in (u) enige beelden door elkaar te zien.

daarbij een aantal gasatomen mee, en deze worden opgenomen in de laag metaal, die zich op het glas vormt. De hoeveelheid neon die op deze wijze bij iedere stootontlading verdwijnt, kan men evenredig stellen met het gemiddelde aantal losgeslagen deeltjes metaal per stoot en met het aantal neonatomen N per volume-eenheid. Het losslaan van de deeltjes is een energetisch proces; het ligt dan ook voor de hand, het gemiddelde aantal per stoot losgeslagen deeltjes evenredig te stellen met de energie P van de stootontladingen per tijdseenheid. Dan geldt dus:

$$-V\,\mathrm{d}N = a\,N\,P\,\mathrm{d}t,$$

waarin a een evenredigheidsfactor is. Hieruit volgt, als N_0 het oorspronkelijke aantal neonatomen per volume-eenheid is:

$$\ln\frac{N_0}{N} = a\,\frac{P}{V}\,t.$$

De neonbuis heeft het eind van zijn levensduur bereikt ($t = T$) wanneer N tot een bepaalde waarde N_T is afgenomen:

$$\ln\frac{N_0}{N_T} = a\,\frac{P}{V}\,T,$$

dus

$$T = \frac{1}{a}\ln\left(\frac{N_0}{N_T}\right)\frac{V}{P} = A\,\frac{V}{P}, \quad \ldots \quad (10)$$

waarin de constante $(1/a)\,\ln(N_0/N_T) = A$ is gesteld.

Volgens de gemaakte onderstellingen moet men dus een levensduur verwachten die omgekeerd evenredig met de energie P der stootontladingen per seconde is, en, indien P constant is, recht evenredig met het gasvolume V, bij gegeven buisdiameter en begindruk dus recht evenredig met de buislengte l_b.

Dit verklaart o.a. het uit de praktijk bekende feit dat, indien twee neonbuizen van verschillende lengte in serie zijn geschakeld, de lange buis langer zal leven dan de korte (P verdeelt zich gelijkmatig over de vier elektrodes, althans in de aanvang). In serie geschakelde buizen dienen dus zo weinig mogelijk in lengte te verschillen. Afgezien van deze beperking, verdient het onnodig in stukken verdelen van de totale buislengte geen aanbeveling. De herontsteekspanning wordt er weinig of niet lager door, de totale energie van de stootontladingen dus evenmin. Daar er in de gasontlading aan iedere elektrode een zeker energieverlies optreedt, wordt het totale verlies door het toenemend aantal elektrodes groter en moet de totale buislengte kleiner blijven dan in het geval van één lange buis. Kleinere lengte per buis betekent kleiner gasvolume, dus volgens (10) kortere levensduur.

De zoëven getrokken conclusie $T \sim l_b$ geldt voor P = constant, zoals het geval is bij het onderling vergelijken van in serie geschakelde neonbuizen. We gaan nu twee installaties vergelijken die uit een zelfde aantal in serie geschakelde neonbuizen bestaan, welke in de ene installatie n maal zo lang zijn als in de andere. In elk van de installaties moet de transformatorspanning bij de totale buislengte zijn aangepast, en dan is (bij constante capaciteit C) de levensduur T omgekeerd evenredig met l_b. Immers, de vereiste herontsteekspanning is (ongeveer) evenredig met l_b, en P is dus evenredig met l_b^2; uit (10) volgt dan: $T \sim l_b^{-1}$.

Heeft de hoogspanningskabel een aanzienlijke

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lengte, dan is de transformatorcapaciteit te verwaarlozen ten opzichte van de kabelcapaciteit C_k, die evenredig met de lengte l_k van de kabel is. P is dan bij benadering evenredig met l_k, zodat uit (10) volgt, met d = diameter van de neonbuizen:

$$T \sim \frac{d^2}{l_b l_k} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

In de Philipsfabriek te Roosendaal heeft men levensduurproeven gedaan met neonbuizen van verschillende lengte en diameter, aangesloten door middel van kabels van verschillende lengte. In de serieschakeling van buizen van verschillende lengte het gas het snelst verdween uit de kortste buis; de gasdruk nam dus des te sneller af naarmate de buis korter was. Na enige tijd waren de drukken verschillend geworden en zal de energie van de stootontladingen zich niet meer gelijkmatig over de elektrodes verdeeld hebben.

Volgens (11) kan men met kortere buizen en daarbij aangepaste kleinere transformatoren een langere levensduur krijgen, of, met behoud van de levensduur, een langere kabel gebruiken. In *fig. 14a-d* is dit aan de hand van enige voorbeelden toegelicht. Neemt men in deze vier gevallen de afstand AB van de transformator tot het ene eind van de neonbuizen dezelfde, dan kan men met behulp van het voorgaande gemakkelijk inzien dat de gevallen a en b geheel gelijkwaardig zijn, zowel wat betreft levensduur als kabellengte, en dat in geval c een ca. 1,5 maal zo lange, en in geval d een ca. 2 maal zo lange levensduur mag worden verwacht, terwijl er een 1,5 resp. 2 maal zo lange kabel vereist is. De spanning op de kabel is bij c en d veel lager dan in de gevallen a en b.

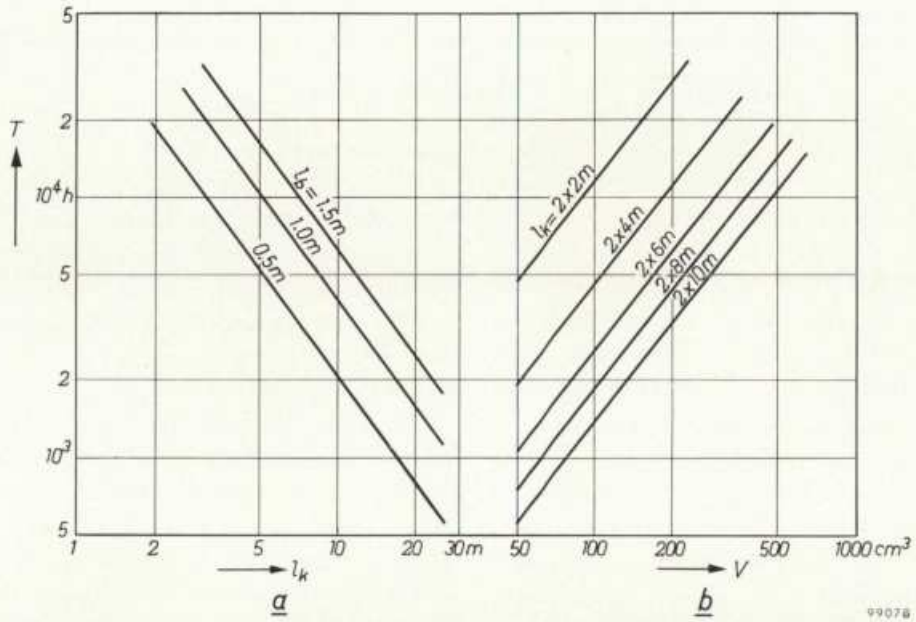


Fig. 13. Resultaten van levensduurproeven met neonbuizen, genomen in de Philipsfabriek te Roosendaal. *a*) Gemiddelde levensduur T als functie van de kabellengte l_k (heen en terug), met de buislengte l_b als parameter. *b*) T als functie van het gasvolume V, voor in serie geschakelde buizen met verschillend volume, met l_k als parameter. Alle bij deze proeven gebruikte buizen hadden dezelfde doorsnede.

fig. 13a zijn de gevonden gemiddelde levensduren gegeven als functie van de kabellengte l_k, met de buislengte l_b als parameter, en in fig. 13*b* als functie van het neonvolume V, met l_k als parameter. De neonbuizen waren hierbij in serie geschakeld (dus P = constant). De uitkomsten stemmen in hoofdzaak met de formules (10) en (11) overeen. Het feit dat blijkens fig. 13*a* de levensduur globaal omgekeerd evenredig met l_k is, dus omgekeerd evenredig met de kabelcapaciteit, geeft steun aan de gemaakte onderstelling dat het gemiddelde aantal per stoot losgeslagen metaaldeeltjes evenredig is met de energie P van de stootontladingen per tijdseenheid.

Men zou volgens (10) en (11) in fig. 13*a* en *b*, waarvan beide schalen logaritmisch zijn, rechte lijnen met een helling van $-45°$ resp. $+45°$ verwachten. De gevonden hellingen wijken hier enigszins van af. Dit komt waarschijnlijk doordat wegens

Begrenzen van de stootontladingen

Uit het voorgaande is wel de wenselijkheid gebleken om te beschikken over middelen voor het begrenzen van de stootontladingen en om de energie van de geladen parasitaire capaciteiten grotendeels te dissiperen buiten de neonbuizen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

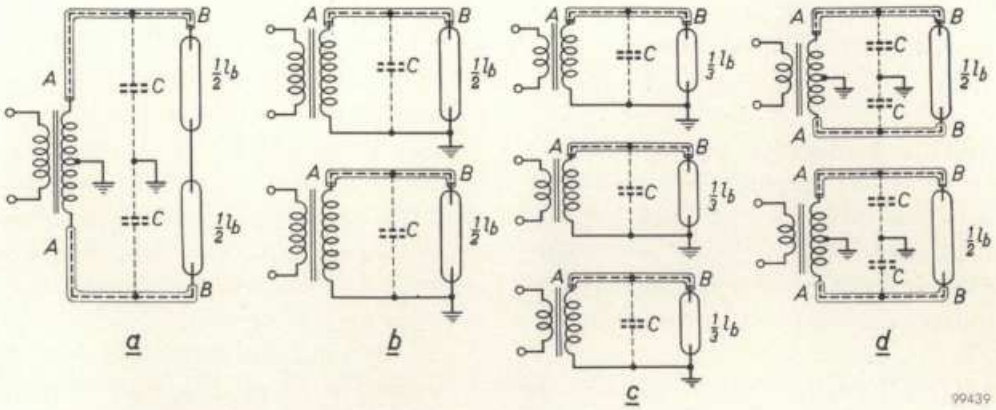


Fig. 14. Enige schakelingen voor het voeden van neonbuizen met een gezamenlijke lengte l_b. De afstand AB is in de vier gevallen even groot ondersteld.
a) Twee buizen van $\frac{1}{2}l_b$, gevoed uit een symmetrische transformator.
b) Iedere buis met een eigen transformator. Gelijkwaardig met (*a*).
c) Drie buizen van $\frac{1}{3}l_b$, elk met een eigen transformator. Levensduur ca. 1,5 × zo lang, vereiste kabellengte in totaal 1,5 × zo lang als bij (*a*) en (*b*).
d) Twee buizen van $\frac{1}{2}l_b$, elk met een eigen symmetrische transformator. Levensduur ca. 2 × zo lang, vereiste kabellengte in totaal 2 × zo lang als bij (*a*) en (*b*).

Het begrenzen kan gebeuren door middel van een weerstand of een smoorspoel. Daar een weerstand het goedkoopst is, wordt deze dikwijls toegepast. Men schakelt hem aan het eind van de kabel in serie met de neonbuizen. Het effect van deze methode is echter gering, daar de weerstandswaarde R_1 beperkt moet blijven tot ca. 10% van de belastingsweerstand die door de neonbuizen wordt vertegenwoordigd; anders zou het verlies in de begrenzingsweerstand een te grote opoffering van aansluitbare buislengte vragen. De stroompieken worden dan slechts met ongeveer een factor 2 verkleind, hetgeen onvoldoende is.

Begrenst men de stroomstoten door een smoorspoel (met zelfinductie L_1 en weerstand R_1) aan het eind van de kabel, dan geldt bij benadering voor de stroomstoot:

$$i = \frac{E}{L_1} \exp\left(-\frac{R_1}{2L_1}\, t\right) \frac{\sin qt}{q},$$

waarin q gegeven is door

$$q = \sqrt{\frac{1}{L_1 C} - \frac{R_1^2}{4L_1^2}}.$$

q kan reëel of imaginair zijn. Het grensgeval, $q = 0$, leidt tot

$$i = \frac{E}{L_1}\, t \exp\left(-\frac{R_1}{L_1}\, t\right).$$

De topwaarde van i wordt dan $2E/eR_1 = 0{,}74\ E/R_1$, dus maar weinig minder dan in het geval dat men voor het begrenzen alleen een weerstand R_1 gebruikt. Reële waarden van q hebben hier derhalve geen zin.

Om de mogelijkheden na te gaan die in het gebruik van imaginaire waarden van q zijn gelegen (periodieke oplossingen dus), beschouwen we het geval

$$\frac{1}{L_1 C} \gg \frac{R_1^2}{4L_1^2}.$$

De topwaarde I van de stroom i wordt dan:

$$I \approx E \sqrt{\frac{C}{L_1}}.$$

Het blijkt dat op deze wijze een vrij kleine zelfinductie L_1 (mits met voldoend kleine eigen capaciteit) al in staat is, de stroomstoten met b.v. een factor 10 te verkleinen. Voorwaarde is evenwel dat de oscillaties die in de keten L_1-C optreden, sterk genoeg gedempt zijn. Dit is nodig, 1) om het grootste deel van de energie der stootontladingen buiten de neonbuizen te dissiperen, en 2) omdat de buizen anders weer onrustig zouden branden, door dezelfde oorzaak als boven is beschreven.

Om de oscillaties te dempen, kan men òf een weerstand parallel met de spoel schakelen, òf zorg dragen voor voldoend grote ijzerverliezen in de kern van de spoel.

Hoewel op deze wijze de schadelijke gevolgen van grote kabelcapaciteiten aanmerkelijk kunnen worden verminderd, is het, indien lange kabels onvermijdelijk zijn, raadzaam om bovendien gebruik te maken van verbindingen met zo klein mogelijke capaciteit. Zo kan men b.v. de gebruikelijke loodmantelkabel, die per meter een capaciteit van 120 pF heeft, met voordeel vervangen door met

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rubber geïsoleerd draad in $\frac{5}{8}$"-installatiepijp, met per meter een capaciteit van 65 tot 70 pF.

Asymmetrische kabelaansluiting

Bij asymmetrisch uitgevoerde transformatoren (één zijde van de secundaire wikkeling geaard, zie fig. 2*a* en *c*) kan men de invloed van de kabelcapaciteit vermijden door de niet-geaarde secundaire klem door een korte leiding met de neonbuis te verbinden; de andere (geaarde) leiding mag willekeurig lang zijn.

Bij symmetrisch uitgevoerde transformatoren (midden van de secundaire wikkeling geaard, zie fig. 2*b* en *d*) bestaat de mogelijkheid om de stootontladingen te beperken door asymmetrisch aansluiten van de kabels, d.w.z. door de ene hoogspanningskabel veel korter te houden dan de andere. Tijdens de stoot ontladen de twee parasitaire capaciteiten zich immers in serie; is de ene capaciteit veel kleiner dan de andere, dan is de vervangingscapaciteit vrijwel gelijk aan de kleinste capaciteit, die dus in hoofdzaak de sterkte van de stootontladingen bepaalt. Men zou dus geneigd zijn, de korte verbinding uiterst kort te maken, maar dan kunnen, als de andere verbinding lang is (> 10 m), na de herontsteking gecompliceerde overgangsverschijnselen ontstaan, die de ontlading vrijwel direct weer doven. Met een lengteverhouding van 1 : 10 echter heeft men daarvan nog geen last, terwijl dan zonder verdere maatregelen de levensduur van de neonbuizen al aanzienlijk wordt verlengd.

Tot slot nog enkele woorden over de maximale spanning die op de kabels komt te staan. Tijdens het werken van de installatie is deze spanning bij asymmetrische transformatoren gelijk aan de herontsteekspanning, en bij symmetrische transformatoren gelijk aan de helft van de herontsteekspanning. In de praktijk komt dit in beide gevallen neer op een topspanning van ten hoogste 6,5 kV. Bij nullast (niet-brandende neonbuizen) is de maximale spanning op de kabel $1/(1 - \omega^2 LC)$ maal zo hoog als zonder kabel. Bij lange kabels betekent dit een verhoging van 10 tot 15% boven de nullastspanning die zonder kabel aanwezig zou zijn.

Samenvatting. De hoge herontsteekspanning van neonbuizen zou relatief dure voedingstransformatoren nodig maken als men aan de herontsteking niet het overgangsverschijnsel dienstbaar maakte dat telkens bij het nul worden van de stroom optreedt. Dit overgangsverschijnsel bestaat uit een gedempte trilling van vrij hoge frequentie (500-1200 Hz), die o.a. door parasitaire capaciteiten wordt bepaald. De hoogte van de eerste positieve spanningspiek bepaalt de „aansluitbare buislengte" en is te beïnvloeden met de kwaliteit van het ijzer in de transformatorkern, met de grootte van de magnetische inductie in de kern, en tot op zekere hoogte met de capaciteit (dus met de lengte) van de hoogspanningskabel tussen transformator en neonbuis.

Telkens als de neonbuizen worden herontstoken, ontladen de parasitaire capaciteiten zich met een krachtige stroomstoot door de neonbuizen. Deze stoot doet de buizen onrustig branden en verkort de levensduur. De stootontladingen zijn te beperken door de installatie samen te stellen uit een aantal kleinere eenheden, door de hoogspanningsleiding asymmetrisch en klein van capaciteit te maken, of door een kleine zelfinductie in serie met de neonbuizen te schakelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN AUTOMATISCH WERKEND DAUWPUNTSAPPARAAT MET PELTIER-KOELING

door P. GERTHSEN *), J. A. A. GILSING en M. van TOL.

537.322.15:536.423.45:662.613.54

De ontwikkeling op het gebied van de halfgeleidende materialen opent de laatste jaren regelmatig nieuwe mogelijkheden voor de elektrotechniek. In het hier volgende artikel vindt men een beschrijving van een automatisch werkend dauwpuntsapparaat waarin de vereiste koeling plaatsvindt door het Peltier-effect van een bepaalde combinatie van halfgeleiders.

De nauwkeurigste methode om de vochtigheid van lucht (en andere gassen) te meten, is nog altijd een bepaling van het dauwpunt. Instrumenten die berusten op de andere gebruikelijke methodes, zijn òf afhankelijk van materiaal-eigenschappen en moeten dus regelmatig geijkt worden (haarhygrometers, diffusiemethode), òf ze zijn vatbaar voor vervuiling (zonder dat te zien is dat er een miswijzing optreedt; LiCl-methodes, natte en droge bol). De overige voorgestelde methodes lenen zich zeer slecht voor industriële toepassing (weging voor en na droging, meting van geluidssnelheid of van diëlektrische constante).

Een complicatie van de dauwpuntsmethode is het feit dat men moet koelen, om het dauwpunt te bereiken. Dit is de reden dat de dauwpuntsmethode tot nu toe alleen in aanmerking kwam voor gebruik in laboratoria, maar niet geschikt was voor toepassing in de industrie.

Door het intensieve onderzoek dat de laatste jaren heeft plaatsgevonden op het gebied van de vaste stof, zijn er thans halfgeleiders beschikbaar met behulp waarvan het mogelijk is op zeer eenvoudige wijze elektrisch te koelen, en wel door gebruik te maken van het Peltier-effect.

Dit effect (behorend tot de groep der thermoelektrische effecten) treedt op, indien een elektrische stroom vloeit door een keten die bestaat uit de serieschakeling van twee geleiders van verschillend materiaal. Op de ene lasplaats treedt verwarming op, op de andere afkoeling. De hoeveelheden warmte die per tijdseenheid aan de ene lasplaats worden onttrokken resp. bij de andere vrijkomen, zijn evenredig met de stroomsterkte. De evenredigheidsfactor is de zg. Peltier-coëfficiënt P van de desbetreffende combinatie van geleidende materialen. Keert men de situatie om, dat wil zeggen: opent men de keten en brengt men de lasplaatsen op verschillende temperatuur, dan treedt er aan de klemmen van het aldus ontstane thermoelement een potentiaalverschil op, dat afhangt van de temperatuur van ieder van de lasplaatsen. Het laatstgenoemde verschijnsel, het Seebeck-effect — in de wandeling meestal „het" thermoelektrische effect genoemd —, wordt toegepast voor het elektrisch meten van temperaturen [1]).

Een schematische tekening van het apparaat voor het bepalen van het dauwpunt vindt men in *fig. 1*. De blokjes *1* en *2* van geschikte halfgeleidende materialen zijn op de plaatsen *a* geleidend verbonden met een zilveren plaatje *3*, dat ca. 5 mm dik en

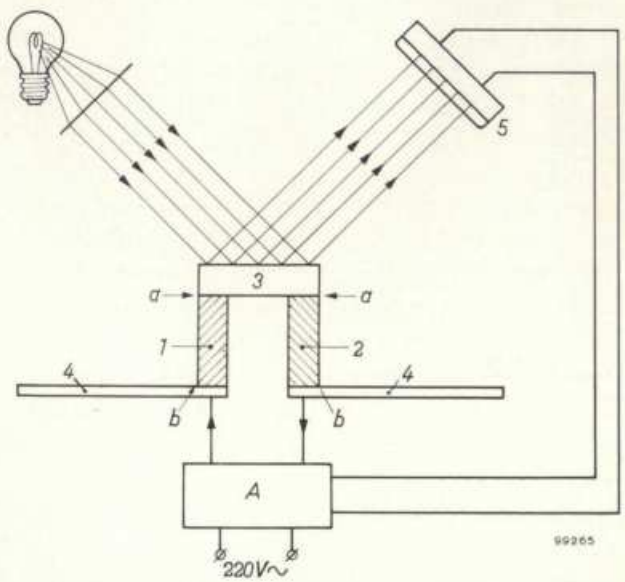


Fig. 1. Schematische tekening van automatisch werkend apparaat ter bepaling van het dauwpunt. De onderdelen *1*, *2*, *3* en *4* vormen gezamenlijk een Peltier-element. *1* en *2* zijn halfgeleiders. *3* zilveren plaatje met spiegelend oppervlak. *4* roodkoperen platen die dienen voor koeling en voor stroomtoevoer. Indien er stroom vloeit, wordt aan de lassen *a* warmte onttrokken en aan de lassen *b* warmte ontwikkeld. Zodra het spiegeltje beslaat, valt er minder licht op de fotoweerstand *5* en zendt de schakeling *A* een kleinere stroom door het Peltier-element. In de evenwichtstoestand is de temperatuur van *3* gelijk aan het dauwpunt.

*) Zentrallaboratorium Allgemeine Deutsche Philips Industrie G.m.b.H., Laboratorium Aken.

[1]) Meer over dit alles vindt men o.a. in E. Justi, Leitfähigkeit und Leitungsmechanismus fester Stoffe, Vandenhoeck u. Ruprecht, Göttingen 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

breed en ca. 15 mm lang is. Op de plaatsen *b* zijn ze verbonden met vrij grote en dikke koperen platen, die als „koelribben" fungeren en tevens dienen voor stroomtoevoer. De lassen *b* bevinden zich dus steeds ongeveer op kamertemperatuur. Het bovenvlak van het zilveren plaatje is gepolijst, dat wil zeggen: het is een vlakke spiegel. Op deze spiegel valt, ongeveer onder een hoek van 45°, een evenwijdige bundel licht, die verkregen is met behulp van een rijwiellampje en een lens. De gereflecteerde bundel valt op een kleine fotoweerstand van cadmiumsulfide [2]). Zet men het apparaatje aan, zodat er stroom door de blokjes en de spiegel gaat vloeien, dan wordt er aan de lassen *b* warmte ontwikkeld en aan de lassen *a* warmte onttrokken (aan de beide lassen *a* samen evenveel als wanneer de blokjes *1* en *2* direct met elkaar verbonden zouden zijn; hetzelfde geldt voor *b*). Zodra de temperatuur van het zilveren plaatje tot beneden het dauwpunt gedaald is, beslaat het en houdt daarmee op een goede spiegel te zijn. Het opvallende licht wordt nu enigszins verstrooid en de hoeveelheid licht die op de fotoweerstand valt, neemt af. Dientengevolge neemt ook de stroom door deze weerstand af. Deze stroom bestuurt door middel van een geschikte schakeling, die in de figuur wordt voorgesteld door het blok *A*, de stroom die door het Peltier-element vloeit, en wel zodanig dat de koeling na het beslaan van het spiegeltje vermindert. Het geheel vormt dus een automatische regelkring. Na het beslaan van het spiegeltje stijgt de temperatuur daarvan weer tot boven het dauwpunt, het waas verdwijnt en het proces herhaalt zich. Door de tijdconstanten van de regelkring geschikt te kiezen, is voor een goede demping gezorgd, zodat na één of twee slingeringen de evenwichtstemperatuur bereikt is; deze temperatuur is het dauwpunt.

Er zij nog opgemerkt dat de wijze waarop het beslagen spiegeltje het licht verstrooit, afhangt van de „dikte" van het waas. Deze dikte, waaronder we zullen verstaan de hoeveelheid water per cm² spiegeloppervlakte, is evenredig met het verschil tussen de temperatuur van de spiegel en het dauwpunt en evenredig met de tijd. Nadat de temperatuur het dauwpunt (naar beneden) gepasseerd is, gaat de koeling dus afnemen maar wordt niet direct tot nul gereduceerd. De regeling is niet een aan-uit-regeling, maar vertoont de kenmerken van een zg. integrerende regeling [3]).

[2]) Zie N. A. de Gier, W. van Gool en J. G. van Santen, Fotoweerstanden van geperst en gesinterd cadmiumsulfide, Philips techn. T. **20**, 285-295, 1958 (no. 10). De hier gebruikte weerstand is van het type dat men rechts in fig. 11 van dat artikel vindt afgebeeld.

Dat de evenwichtstemperatuur samenvalt met het dauwpunt en niet daaronder ligt — erboven is natuurlijk uitgesloten; de spiegel is dan niet beslagen en de koeling werkt op volle kracht — kan men ook als volgt inzien. Indien de temperatuur van de spiegel en dus ook die van het daarop gecondenseerde water beneden het dauwpunt ligt, zal het waas aangroeien en de koeling dus afnemen. Pas wanneer (van onder af dus!) deze temperatuur gelijk aan het dauwpunt geworden is, kan het waas in een stationaire toestand verkeren en de koeling constant blijven.

De onzekerheid in de bepaling van het dauwpunt kan bij een apparaat van dit type gemakkelijk kleiner dan $\frac{1}{2}$ °C gemaakt worden.

Een mogelijke vorm van de schakeling *A* (fig. 1) vindt men afgebeeld in *fig. 2*. Daar het Peltier-element *P* een kleine weerstand heeft, maar een

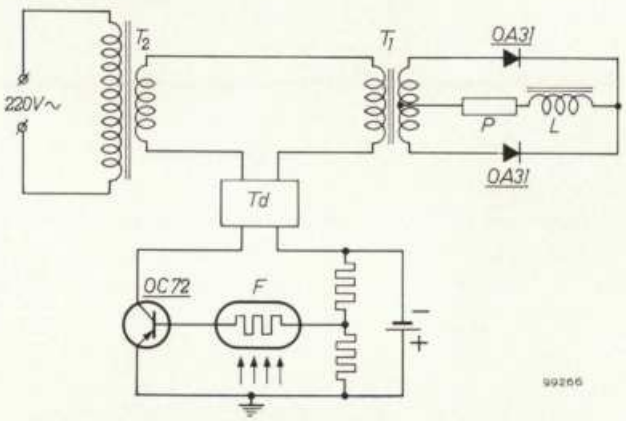


Fig. 2. Schematische voorstelling van de schakeling (vereenvoudigd). *P* Peltier-element. *L* smoorspoel. T_1 en T_2 transformatoren. *Td* transductor. *F* fotoweerstand B 873103. Verder zijn er twee germaniumdiodes OA 31 en een transistor OC 72.

vrij grote stroom behoeft (tot 7 A), kan men deze stroom het eenvoudigst verkrijgen door gelijkrichten van een wisselstroom. De primaire van de voedingstransformator T_1 is via een transductor *Td* verbonden met de secundaire van de nettransformator T_2. De gelijkstroom wordt verkregen met behulp van de twee germaniumdiodes OA 31 en afgevlakt door de smoorspoel *L* (condensatoren zijn hier minder geschikt). De stuurstroom die door de transductor vloeit, wordt door middel van de transistor OC 72 gevarieerd door de fotoweerstand *F* (type B 873103).

[3]) Zie hiervoor b.v. H. J. Roosdorp, Beschouwingen over het regelen van industriële processen, Philips techn. T. **12**, 225-231, 1950. Kenmerkend voor integrerende regelaars is dat het verschil tussen de gewenste waarde en de waarde die de geregelde grootheid in de evenwichtstoestand in werkelijkheid aanneemt — de zg. statische afwijking —, gelijk nul is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In de zijkant van het zilveren plaatje zijn enkele gaatjes geboord (diameter 1 mm), waarin een thermo-element of een NTC-weerstand wordt aangebracht voor het meten van de temperatuur.

Bijzonder geschikt lijkt een thermo-element van dezelfde materialen als waaruit ook het Peltier-element is samengesteld. Dit thermo-element geeft een bijzonder grote e.m.k. (340 μV/°C) en heeft een kleine elektrische weerstand, zodat het goed mogelijk is om het gehele meetcircuit een constante weerstand te geven en, in plaats van de e.m.k., de in het circuit lopende stroom te meten. Deze stroom kan gemakkelijk 10 mA bedragen.

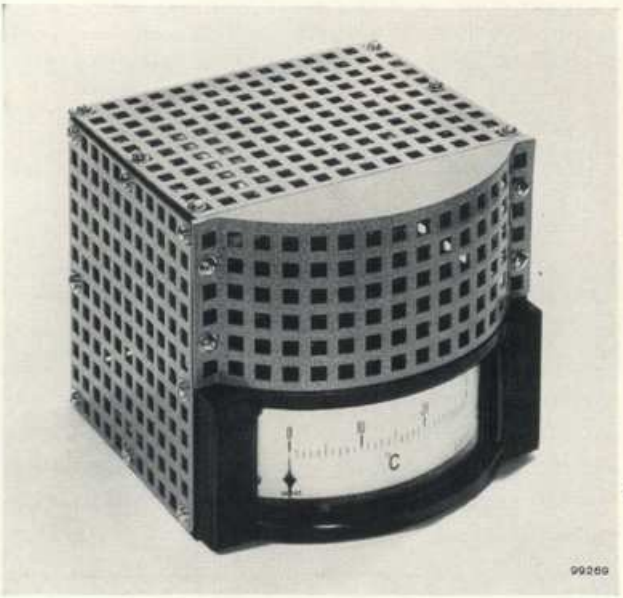
Een complicatie is echter dat men hierbij een mA-meter behoeft met een inwendige weerstand van minder dan 1 Ω, terwijl bovendien deze weerstand niet van de temperatuur mag afhangen.

Een afbeelding van het complete apparaat vindt men in *fig. 3a* en van het Peltier-element met de als koelribben fungerende koperen platen in fig. 3*b*. In het instrument staan deze platen verticaal en dicht bij de achterwand. De ruimte boven de, in °C geijkte, millivoltmeter bevat de optiek en de elektrische schakeling.

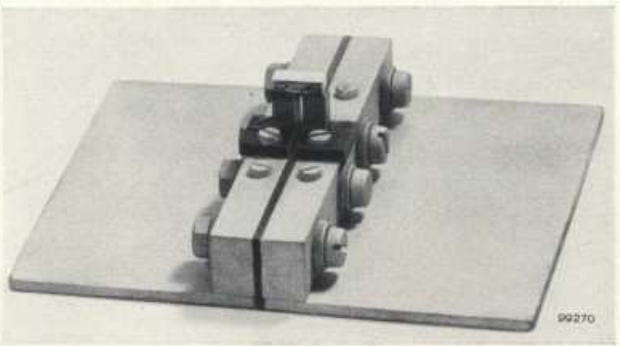
We willen thans nog iets nader ingaan op het koelen met behulp van het Peltier-effect. Allereerst zij opgemerkt dat men met een Peltier-element geen onbeperkt lage temperaturen kan bereiken. Weliswaar is de ontwikkelde koude evenredig met de stroom die door het element vloeit, maar anderzijds wordt ook Joule-warmte opgewekt, die, zoals bekend, kwadratisch met de stroomsterkte toeneemt. Er bestaat dus altijd een stroomsterkte waarbij de Joule-warmte de koudeproduktie volledig compenseert. Verder stroomt er ook warmte door de draden van het element zelf van de warme naar de koude las.

Ten einde de vermogensbalans te kunnen opstellen waaruit men de maximaal bereikbare temperatuurdaling van het spiegeltje kan afleiden, voeren we enkele benaderingen in:

a) Het warmtegeleidingsvermogen en het elektrisch geleidingsvermogen zijn voor beide materialen die het element vormen, gelijk (bij de gebruikte halfgeleiders is dit inderdaad vrijwel juist).
b) De koelribben zijn zo effectief dat de „warme" las op kamertemperatuur is; het gehele verdere element is dus kouder dan de omgeving.
c) Uit de omgeving wordt geen warmte opgenomen.
d) De elektrische en de thermische weerstand van het zilveren plaatje (*3* in fig. 1) en van de koperen platen (*4* in fig. 1) zijn verwaarloosbaar.
e) De Joule-warmte komt voor de ene helft vrij bij de lassen *a* en voor de andere helft bij de lassen *b*.



a



b

Fig. 3. *a*) Automatisch werkend dauwpuntsapparaat met Peltier-koeling. *b*) Peltier-element met als koelribben fungerende koperen platen. In het instrument staan deze verticaal en dicht bij de achterwand.

f) Alle materiaalconstanten zijn onafhankelijk van de temperatuur.

Voor de posten die voorkomen op de vermogensbalans voor de koude lasplaats (d.i. het zilveren plaatje), kunnen we nu eenvoudige formules opstellen. Deze luiden:

Onttrokken Peltier-warmte: $W_1 = PI$.
Ontwikkelde Joule-warmte: $W_2 = \frac{1}{2}I^2R$.
Per tijdseenheid door de draden toestromende warmte van de warme las: $W_3 = L\Delta T$.

(Hierin is R de elektrische weerstand van de in serie geschakelde blokjes *1* en *2*, en L het desbetreffende warmtegeleidingsvermogen.)

In de evenwichtstoestand moet W_1 gelijk zijn aan de som van W_2 en W_3. Hieruit volgt:

$$L\Delta T = PI - \tfrac{1}{2}I^2R. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Door het rechterlid naar I te differentiëren en het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

resultaat gelijk nul te stellen, vindt men de stroomsterkte waarbij ΔT zijn grootste waarde bereikt:

$$P - IR = 0, \text{ dus } I_{max} = P/R.$$

Uit (1) valt af te leiden dat deze waarde van ΔT gelijk is aan:

$$\Delta T_{max} = \tfrac{1}{2}P^2/RL \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Kiest men voor de vorm van de draden, zoals in het dauwpuntsapparaat is gebeurd, prisma's met doorsnede F en lengte l, dan kan men R en L gemakkelijk in de afmetingen van de draden uitdrukken. Men vindt: $R = 2l\varrho/F$ en $L = 2F\lambda/l$, waarin ϱ de soortelijke weerstand is, en λ het soortelijke warmtegeleidingsvermogen van de gebruikte materialen. Formule (2) gaat voor dit geval dus over in:

$$\Delta T_{max} = \tfrac{1}{8}\, P^2/\varrho\lambda \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Het valt op dat in (3) de afmetingen van de draden niet meer voorkomen. Men kan bewijzen dat ook bij een willekeurige vorm der draden de afmetingen ervan geen rol spelen. Tracht men bij voorbeeld de Joule-warmte te verkleinen door korte en dikke draden te kiezen, dan blijkt de winst juist gecompenseerd te worden door de vergrote warmtestroom van de warme naar de koude las.

In gevallen waarbij de bovengenoemde benaderingen niet mogen worden toegepast, gaat het bovenstaande uiteraard niet op. Het grootste bereikbare temperatuurverschil is dan kleiner dan uit (2) of (3) volgt. Een praktisch belangrijk geval is dat waarbij het Peltier-element koelvermogen moet leveren. Veronderstelling c) vervalt dan en in vergelijking (1) moet nog een vierde term worden opgenomen.

Combinaties van stoffen waarvoor het produkt $P^2/\varrho\lambda$ relatief zeer groot is, vindt men onder de halfgeleidende verbindingen. Men verkrijgt een bijzonder grote P-waarde door een zg. n-geleider te combineren met een p-geleider [4]). Van de twee door ons gebruikte materialen bestaat het ene (n-geleidend) uit: 80 gew.-% Bi_2Te_3 + 20% Bi_2Se_3 + 0,02% AgI en het andere uit 60% Sb_2Te_3 + 40% Bi_2Te_3 + 0,05% Ag. In ons dauwpuntsapparaat worden ze, zoals gezegd, gebruikt in de vorm van staafjes, die een lengte van 9 mm en een breedte en dikte van 5 mm hebben. Bij 3 A geeft dit element een temperatuurdaling van ca. 30 °C. De maximale temperatuurdaling is ca. 45 °C en wordt bereikt indien I ongeveer 7 A bedraagt [5]).

[4]) Over n- en p-geleiders zie men b.v. J. C. van Vessem, Werking en constructie van germaniumdiodes, Philips techn. T. **16**, 230-241, 1954.

[5]) Ter vergelijking moge dienen dat de combinatie van metallieke geleiders met de grootste Peltier-coëfficiënt (Bi met Sb) een maximale temperatuurdaling kan leveren van ruim 10 °C.

Het bovenbeschreven apparaat met Peltier-koeling is te beschouwen als een variant van een voordien in ons laboratorium ontwikkeld, eveneens automatisch werkend, apparaat dat op hetzelfde principe berust (verandering van het lichtverdelingsdiagram bij beslaan van de spiegel), maar waarbij de koeling geschiedt met behulp van vloeibare lucht. Het lijkt ons nuttig ook hiervan een korte beschrijving te geven.

De automatische regeling van de temperatuur van het zilveren spiegeltje geschiedt hier door een constante koeling te combineren met een regelbare verwarming. De constante koeling wordt aldus verkregen. In een met vloeibare lucht gevuld Dewar-vat steekt het ene uiteinde van een ca. 10 mm dikke ronde Γ-vormige staaf van koper. Tegen het andere uiteinde daarvan zijn achtereenvolgens een plaatje van een materiaal dat de warmte slecht geleidt (warmteweerstand R_w) en het spiegelende zilverplaatje gemonteerd (*fig. 4*). Beide plaatjes zijn rond. Voor zover de staaf uit het Dewar-vat steekt, is hij omgeven door een warmte-isolatie. Door zijn grote warmtegeleiding kan de gehele staaf geacht worden de temperatuur van vloeibare lucht (−194 °C) te hebben. Aangezien bij de gewoonlijk voorkomende dauwpunten (0-25 °C) het temperatuurverschil tussen staaf en spiegel dus steeds ongeveer hetzelfde is, nl. ca. 200 °C, kan men zeggen, dat er een constante warmtestroom van het spiegelschijfje naar het koper vloeit. Het schijfje isolatiemateriaal heeft een zodanige dikte, dat

$$200 \text{ °C}/R_w = 2 \text{ watt}.$$

De (regelbare) verwarming geschiedt door middel van een wikkeling van weerstandsdraad, die om de ronde kant van het zilverschijfje is aangebracht en die daarvan elektrisch geïsoleerd is door middel van mica. Aan de buitenzijde is een warmte-isolatie aangebracht. De verwarmingsdraad is via een

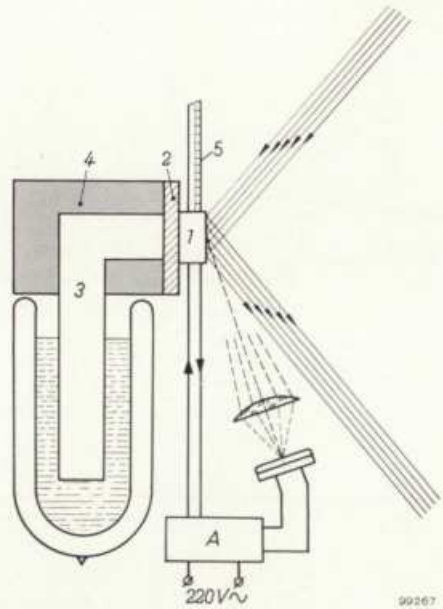


Fig. 4. Principe van dauwpuntsapparaat met koeling door vloeibare lucht. Een constante koeling van het zilveren plaatje *1* wordt verkregen door het via een warmteweerstand *2* te verbinden met een koperen staaf *3*, waarvan het andere uiteinde zich in een Dewar-vat met vloeibare lucht bevindt; *4* warmte-isolatie, *5* kwikthermometer (eventueel te vervangen door een elektrische thermometer). Zolang het spiegeltje *1* niet beslagen is, valt het licht naast de lens. Is het wèl beslagen, dan zendt de schakeling *A* een stroom door de verwarmingswikkeling die om *1* ligt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gewone luidsprekertransformator aangesloten op een radio-eindbuis, die bestuurd wordt met een wisselspanning van 50 Hz. Door variatie van de amplitude van deze wisselspanning kan het aan het schijfje toegevoerde vermogen gevarieerd worden tussen 0 en 4 watt. Bij een constante koeling met 2 watt is het totale vermogen dus variabel tussen −2 en +2 watt. (De warmte die het schijfje, als het koud is, van de warmere omgevingslucht toegevoerd krijgt, is van de orde van grootte van enkele tienden watts. Deze speelt dus nauwelijks een rol.)

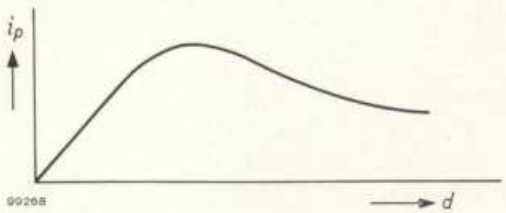


Fig. 5. Het verband tussen de fotostroom i_p en de „dikte" d van het waas op het spiegeltje. Voor kleine waarden van d is dit verband lineair.

De automatische instelling op het dauwpunt gebeurt hier aldus dat het gereflecteerde licht van het niet beslagen spiegeltje juist naast een lens valt, in welks brandvlak de lichtdetector staat. Zodra het spiegeltje beslaat, gaat het het licht diffuus verstrooien. Zolang het waas nog ijl is, wordt echter het meeste licht verstrooid in richtingen die een vrij kleine hoek maken met die van de gereflecteerde bundel, zodat er dan vrij veel licht op de lens en daarmee op de fotocel of -weerstand valt. Het verband tussen de fotostroom en de laagdikte van het dauwlaagje vindt men weergegeven in *fig. 5*. Bij kleine laagdikten is de fotostroom evenredig met de laagdikte; in dit gebied werkt het apparaat. Zodra er licht op de fotocel valt, levert de fotostroom een spanning waarmee de eerder genoemde eindbuis direct bestuurd wordt, en wel in dien zin dat de stroom door de verhittingsdraad (de anodestroom van de buis) toeneemt naarmate het waas dikker wordt.

Het kenmerkende verschil tussen dit apparaat en het andere is dat hier de stroom die de temperatuur van het spiegeltje bepaalt (de stroom door de weerstandsdraad), moet toenemen onder omstandigheden waaronder de stroom door het Peltier-element zou moeten afnemen, en omgekeerd. Dit wordt bereikt door het gereflecteerde licht naast de lichtdetector te doen vallen. Deze ontvangt alleen licht indien het spiegeltje beslagen is, en dus diffuus reflecteert, en wel des te meer naarmate het waas dikker is. De hoeveelheid licht die op de detector valt, verandert hier dus van *nul* af (iets-niets-methode), terwijl in het apparaat met Peltier-koeling de verlichting van een grote waarde naar een wat kleinere daalt (meer-minder-methode). Hoewel een iets-niets-methode vaak de voorkeur verdient boven een meer-minder-methode, is bij het ontwerp van de schakeling van het nieuwe toestel niet getracht een dergelijke methode toch te kunnen toepassen: door de grote gevoeligheid van de CdS-fotoweerstand is ook de meer-minder-methode hier bruikbaar.

Ten slotte zij opgemerkt dat de stroom door de weerstandsdraad niet beslist een gelijkstroom behoeft te zijn, zoals bij de Peltier-koeling. Terwille van een gemakkelijke versterking en de mogelijkheid van transformatorkoppeling — dat wil zeggen: van het gebruik van een korte weerstandsdraad waardoor een vrij grote stroom vloeit —, lag het dus voor de hand om wisselstroom te gebruiken en voor het verkrijgen daarvan dan ook de fotocel (-weerstand) te voeden met wisselspanning.

Tot slot moge worden opgemerkt dat het beschreven apparaatje duidelijk demonstreert hoe vele de toepassingsmogelijkheden van halfgeleiders reeds zijn voor de elektrotechniek. Behalve in het Peltier-element wordt hier (vgl. fig. 2) van halfgeleiders gebruik gemaakt in de fotoweerstand, de transistors, de germaniumdiodes en ten slotte in een weerstandsthermometer met NTC-weerstand.

Samenvatting. De nauwkeurigste methode voor het meten van de vochtigheid van een gas is de bepaling van het dauwpunt. De koeling die hierbij nodig is, kan thans verkregen worden door het Peltier-effect van een combinatie van bepaalde halfgeleiders. Beschreven wordt een apparaatje voor dauwpuntsbepaling dat hierop berust (het is een variant van een, eveneens beschreven, instrument met koeling door vloeibare lucht). In dit apparaatje wordt een zilveren spiegeltje (5 mm dik; oppervlakte 75 mm²) gekoeld tot onder het dauwpunt. Een lichtbundel valt via dit spiegeltje op een fotoweerstand van cadmiumsulfide. Na het beslaan van het spiegeltje wordt de bundel enigszins verstrooid, zodat de fotoweerstand minder sterk verlicht wordt en de stroom die erdoor vloeit, afneemt. Deze stroom bestuurt de stroom door het Peltier-element. De aldus gevormde regelkring is in evenwicht wanneer de temperatuur van het spiegeltje gelijk is aan het dauwpunt. De onzekerheid in de meting is kleiner dan ½ °C.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN STRALINGSMONITOR MET TRANSISTORS

door M. van TOL en F. BREGMAN. 621.317.794:621.375.4

Aan de vele met transistors uitgeruste instrumenten en toestellen die in de laatste jaren in dit tijdschrift zijn beschreven, wordt met dit artikel voor het eerst een meetinstrument toegevoegd. De nadruk valt op de bijzondere eisen die men bij een meetinstrument aan de schakeling moet stellen.

Stralingsmonitors zijn eenvoudige transportabele apparaten voor het aantonen en meten van ioniserende straling. Men gebruikt ze in laboratoria en ziekenhuizen waar gewerkt wordt met radioactieve stoffen, of met toestellen die ioniserende straling opwekken — b.v. röntgentoestellen. Een ander gebied van toepassing is het opsporen van radioactieve ertsen. Ook voor speciale doeleinden, b.v. het meten van vloeistofniveaus in gesloten tanks [1]), bewijzen deze eenvoudige stralingsmeters goede diensten.

Voor de voeding is men aangewezen op batterijen. Daar men prijs stelt op kleine afmetingen en gering gewicht, zal men er bij het ontwerp op uit zijn, het stroomverbruik zo veel mogelijk te beperken, om zodoende met kleine batterijen uit te komen. Een stralingsmonitor die, afgezien van een geigermüllertelbuis (G.M.-buis), slechts één elektronenbuis bevatte, en die daardoor zeer zuinig werkte, is in 1953 in dit tijdschrift beschreven [2]). Dit apparaat bevatte toch nog drie batterijen: een anodebatterij van 40 volt, een gloeistroombatterij van 1,5 volt en een batterij die het stuurrooster een negatieve voorspanning van 14 volt gaf. Dit laatste was nodig in verband met de speciale schakeling die het gebruik van slechts één buis mogelijk maakte.

Kleine draagbare elektronische apparaten vormen tegenwoordig een dankbaar toepassingsgebied voor transistors. De gunstige eigenschappen van transistors, nl. weinig eigen plaatsruimte, gering opgenomen vermogen — en dus tevens weinig verwarming — doordat gloeistromen ontbreken, en kleine batterijen doordat slechts lage spanningen nodig zijn (weinig cellen in de batterij), kunnen hier ten volle worden uitgebuit. Reeds in 1954 is dan ook in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven een prototype ontwikkeld van een stralingsmonitor die met twee transistors werkte en waarin slechts één staafbatterij van 3 volt werd gebruikt.

Transistors hebben ook hun minder prettige zijden, nl. de spreiding van de karakteristieken tussen verschillende exemplaren van hetzelfde type transistor en de gevoeligheid van de karakteristieken voor temperatuurveranderingen. Voor een meetinstrument zijn deze nadelen — die dikwijls een grote nauwkeurigheid in de weg staan — in het algemeen ernstiger dan b.v. voor een geluidsversterker, waar het immers niet zo erg is als de versterking iets verandert. Een stralingsmonitor is echter een meetinstrument waarbij de bezwaren van transistors niet zo ernstig worden gevoeld. Enerzijds stelt men hier namelijk hoofdzakelijk eisen aan de betrouwbaarheid en aan de gevoeligheid, en niet zozeer aan de nauwkeurigheid; anderzijds komt de meting neer op het tellen van impulsen, en dan kan men een combinatie van schakelingen toepassen waarbij de transistorkarakteristieken weinig of geen invloed hebben op het eindresultaat. Dat de betrouwbaarheid op de eerste plaats komt, is wel duidelijk: het gaat hier immers om de meting van straling die voor de mens gevaarlijk is. Een grote gevoeligheid is gewenst omdat men in sommige gevallen stralingsniveaus wil kunnen aantonen die aanzienlijk beneden het tolerantieniveau voor mensen liggen. Aan deze eisen kan men met transistors zeker zo goed voldoen als met buizen.

Uit het prototype zijn ten slotte twee handelsuitvoeringen voortgekomen, nl. de typen PW 4014 en PW 4012. Deze wijken in opzet niet essentieel van het prototype af; zij zijn slechts wat meer geperfectioneerd en bevatten resp. 4 en 5 transistors. De handelsuitvoeringen zijn afgebeeld in *fig. 1*.

We zullen thans het schema van het prototype bespreken. In dit schema (*fig. 2*) kan men de volgende delen onderscheiden:

a) Een schakeling die een hoge gelijkspanning levert.

b) Een G.M.-buis gevoed met deze spanning. De G.M.-buis levert elektrische impulsen als hij aan ioniserende straling is blootgesteld.

c) Een impulsvormer die de hoogte der impulsen normeert.

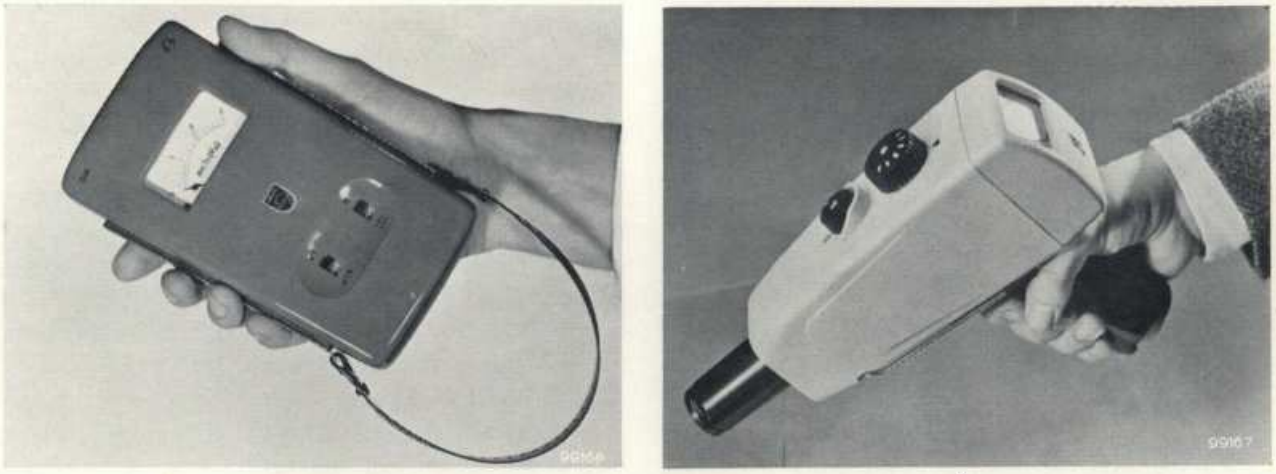
---

[1]) Zie b.v. J. J. Arlman en H. N. L. Hoevenaar, Een niveaudetector voor de praktijk, De Ingenieur **71**, Ch. 8-Ch. 9, 1959 (no. 19).

[2]) G. Hepp, Een stralingsmeter met voeding door batterijen, Philips techn. T. **15**, 17-25, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 1. Twee handelsuitvoeringen van een stralingsmonitor voor harde γ- en β-straling, die zijn voortgekomen uit het in 1954 in het Natuurkundig Laboratorium ontwikkelde prototype, dat in dit artikel wordt besproken.
a) Uitvoering als zakstralingsmonitor; type PW 4014.
b) Uitvoering in pistoolvorm; type PW 4012.

d) Een zg. diodepompschakeling die de verkregen onregelmatige stroom van impulsen met gelijke hoogte omzet in een gelijkstroom, die evenredig is met het gemiddelde aantal impulsen per seconde. De gelijkstroom wordt gemeten met de meter *M*.

De hoogspanning wordt opgewekt door middel van een eenvoudige oscillator (frequentie ca. 10 kHz), waarin de transistor T_1, type OC 71, dienst doet. De door de oscillator geleverde spanning wordt door een transformator omhooggetransformeerd en vervolgens toegevoerd aan een cascadeschakeling volgens Greinacher met drie trappen. Deze maakt uit de wisselspanning een gelijkspanning van driemaal de wisselspanningsamplitude. In de cascadeschakeling zijn seleendiodes gebruikt.

Men kan dezelfde gelijkspanning ook krijgen met een ander aantal trappen in de cascadeschakeling

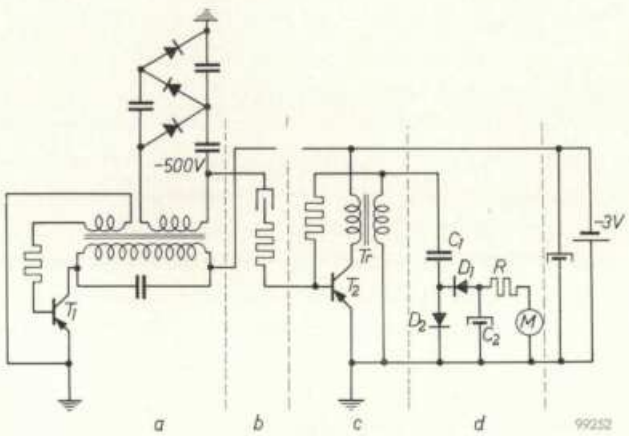


Fig. 2. Principeschema van de in het Natuurkundig Laboratorium ontwikkelde stralingsmonitor met twee transistors. *a* hoogspanningsschakeling; *b* geiger-müllertelbuis met weerstand in serie; *c* impulsvormer; *d* diodepompschakeling met milliampèremeter *M*. De schema's der in fig. 1 afgebeelde handelsuitvoeringen wijken hier niet essentieel van af.

en een gewijzigde secundaire spanning van de transformator. De verliezen in de cascadeschakeling nemen toe met het aantal trappen, en die in de transformator met de secundaire spanning. De totale verliezen vertonen een (flauw) minimum bij het

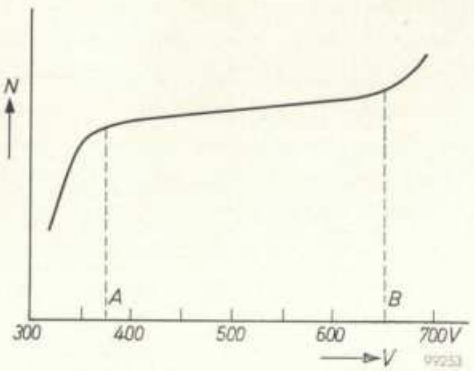


Fig. 3. Telkarakteristiek van een geiger-müllertelbuis (type 18 504). Uitgezet is het aantal per seconde door de buis geleverde impulsen *N* bij constante bestraling, als functie van de spanning *V* over de buis. Bij de gebruikte buizen is de helling van de karakteristiek in het „plateau" (gebied *AB*) bijzonder gering.

gekozen aantal van drie trappen, terwijl gewicht en volume van de schakeling door de keuze niet noemenswaard worden beïnvloed.

Er wordt een G.M.-buis gebruikt van type 18 503 of 18 504; beide bevatten een halogeen als doofgas. Deze buistypen zijn wegens hun onverslijtbaarheid en hun robuustheid bijzonder geschikt voor gebruik in een instrument dat in de eerste plaats betrouwbaar moet zijn. Bovendien hebben zij een lang „plateau" met bijzonder kleine helling (*fig. 3*). Men kan dus de over de buis aangelegde hoogspanning binnen wijde grenzen (370 tot 650 V)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

variëren zonder dat het aantal impulsen dat de buis bij constante bestraling afgeeft, er veel door verandert [3]). Daardoor kan de hoogspanningsinstallatie zo eenvoudig zijn en behoeft men zich over de karakteristieken van transistor T_1 geen zorgen te maken. Als de oscillator maar oscilleert — en dit is geen zware eis —, wordt ook een bruikbare hoogspanning geleverd.

De hoogspanning bedraagt ca. 500 V en de G.M.-buis neemt een gemiddelde stroom af van ten hoogste 30 μA. Er wordt dus maximaal een vermogen van 15 mW gevraagd. We gebruiken een 3-V-staafbatterij. Het rendement van de hoogspanningsschakeling is ca. 60% en dus vraagt deze schakeling minder dan 0,01 A van de batterij, wat voor een staafbatterij zeer weinig is.

De hoogspanning heeft, zoals gezegd, géén invloed op het aantal impulsen dat de G.M.-buis per seconde afgeeft. Zij heeft echter wel invloed op de hoogte dezer impulsen. Doordat is afgezien van stabilisatie van de hoogspanning, is dus de gemiddelde stroom door de G.M.-buis niet bruikbaar als maat voor het gemiddelde aantal impulsen per seconde. De impulsen gaan daarom naar de schakeling *c* (zie fig. 2), die bestaat uit de transistor T_2 (type OC 71) en de transformator *Tr*. Schakeling *c* is een blokkeer-oscillator [4]). T_2 fungeert hier als een schakelaar die telkens als de G.M.-buis een impuls levert, even geleidend wordt. Gedurende deze ogenblikken staat de volle batterijspanning over de primaire wikkeling van *Tr*. In de secundaire wikkeling van *Tr* wordt dan een spanningsimpuls geïnduceerd die volgens de windingsverhouding evenredig is met de batterijspanning. Hoe lang de geleidende toestand van T_2 duurt, dus tevens hoe breed de spanningsimpuls in de secundaire wikkeling van *Tr* is, hangt onder meer af van de karakteristieken van T_2. Ook op de flanksteilheid van de spanningsimpuls hebben deze karakteristieken invloed; de hoogte hangt echter alleen af van de batterijspanning.

Het gemiddelde aantal per seconde van de nu in hoogte genormeerde spanningsimpulsen wordt gemeten met de diodepompschakeling *d*. Deze schakeling dankt zijn naam aan de overeenkomst met een zuig-perspomp, die een gas in een reservoir pompt. De diodes D_1 en D_2 stellen resp. de zuig- en de persklep voor; de voedingscondensator C_1 komt overeen met de cilinder, en de (veel grotere) „buffercondensator" C_2 met het reservoir waar gas (lading) ingepompt wordt. Voortdurend stroomt hier echter ook lading uit via de weerstand *R* en de ampèremeter *M*. De schakeling heeft de kenmerkende eigenschap dat de stroom door *M* wèl afhangt van het aantal en de hoogte, maar niet van de flanksteilheid en de breedte van de binnenkomende impulsen, mits de breedte voldoende groot is. (Vergelijk de zuig-perspomp, waar de opbrengst wel afhangt van het aantal zuigerslagen per sec en van de gasdruk aan de zuigzijde, maar niet van de wijze waarop de cilinder zich volzuigt, mits deze maar tot de volle druk gevuld raakt.) De diodepompschakeling is dus bij uitstek geschikt als meetschakeling voor de impulsen van constante hoogte die de schakeling *c* levert. Door de waarden van C_1, C_2 en *R* juist te kiezen, kan men bereiken dat de stroom door *M* nagenoeg evenredig wordt met het aantal impulsen per seconde. Voor een nadere bespreking van de werking van een diodepompschakeling zij verwezen naar een recent artikel in dit tijdschrift [5]).

Recapitulerend zien we dat de delen van de monitor als volgt bij elkaar zijn aangepast om als resultaat een meteruitslag te krijgen die niet afhangt van de karakteristieken der transistors.

De door schakeling *a* geleverde hoogspanning (fig. 2) hangt af van T_1. Deze hoogspanning voedt de G.M.-buis *b* die impulsen levert waarvan het aantal per sec níet, maar de hoogte wèl afhangt van de hoogspanning en dus van T_1. Van deze impulsen maakt de impulsvormer *c* impulsen met constante hoogte. De vorm dezer impulsen (flanksteilheid en breedte) hangt af van de karakteristieken van T_2; de invloed van T_1 is echter verdwenen. De diodepompschakeling *d* verwerkt de thans in hoogte genormeerde impulsen tot een stroom die onafhankelijk is van de vorm dezer impulsen. In deze stroom is dus ook de invloed van T_2 verdwenen.

De stroom door het meetinstrument hangt nog wel af van de batterijspanning; de hoogte der door de schakeling *c* geleverde impulsen is hiermee immers evenredig (zie boven). De in fig. 1 afgebeelde handelsuitvoeringen zijn dan ook voorzien van een inrichting om te kunnen verifiëren of de batterijspanning de juiste waarde heeft. Hierbij wordt gebruik gemaakt van het aanwezige aanwijsinstrument.

De meetgebieden voor de zakstralingsmonitor PW 4014 zijn: 0 tot 3 mr/h (milliröntgen per uur [6]))

---

[3]) K. van Duuren, A. J. M. Jaspers en J. Hermsen, G.M. counters, Nucleonics **17**, no. 6, 86-94, 1959.

[4]) Voor een verklaring van de werking zij verwezen naar de literatuur, b.v. B. Chance e.a., Wave forms, deel 19 uit de „Radiation Laboratories Series", McGraw-Hill, New York 1949.

[5]) J. J. van Zolingen, Philips techn. T. **21**, 136-146, 1959 (no. 5), in het bijzonder blz. 141 e.v.

[6]) De eenheden röntgen, röntgen per uur en andere eenheden die betrekking hebben op ioniserende straling, zijn besproken in: N. Warmoltz en P. P. M. Schampers, Een zakdosismeter voor röntgen- en gammastraling met ingebouwde laadinrichting, Philips techn. T. **16**, 134-139, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en 0 tot 30 mr/h. Van het pistooltype PW 4012 zijn de meetgebieden: 0 tot 1 mr/h, 0 tot 10 mr/h en 0 tot 100 mr/h. Er zijn voorzieningen getroffen om een telbuis type 18 509 aan te sluiten. Voor de PW 4014 worden de meetgebieden dan 0-60 en 0-600 mr/h, en voor de PW 4012 worden ze 0-20 en 0-200 mr/h. Ter oriëntatie zij vermeld dat voor personen die beroepshalve met straling omgaan, een dosis van 5 r/jaar acceptabel wordt geacht. Bij 2000 werkuren per jaar komt dit neer op 2,5 mr/h. Voor andere groepen der bevolking is de tolerantiedosis lager.

Een schakeling voor een nieuw soort schaal

In het laboratorium is inmiddels een nieuwe schakeling ontwikkeld, die het mogelijk maakt de meteruitslag bij groter wordende impulsdichtheid in toenemende mate te comprimeren. Evenals bij een logaritmische schaal maakt men dan een veel economischer gebruik van de ruimte die op de schaal beschikbaar is, dan bij een lineaire uitslag. De in ons geval verkregen uitslag wijkt aan de uiteinden van de schaal in zoverre van een logaritmische af, dat een uitslag nul overeenkomt met géén straling en volle uitslag met een oneindig hoog stralingsniveau. De wijzer loopt dus nooit van de schaal af, wat bij een stralingsmonitor bijzonder prettig is: men ziet altijd direct in welke buurt het stralingsniveau ligt.

Het principe van de nieuwe schakeling is als volgt. *Fig. 4* stelt een flip-flap voor met twee transistors T_3 en T_4. Aan klem A arriveren de negatieve impulsen, afkomstig van de G.M.-buis (gemiddeld N per seconde). Zo'n impuls laat de flip-flap achter in de toestand waarbij T_3 geleidend is. De stroom die dan door T_3 vloeit, zij I_3. Een afzonderlijke impulsgenerator levert aan klem B negatieve impulsen met een constante herhalingsfrequentie van N_0 per sec. Elk van deze impulsen laat de flip-flap achter in de toestand waarbij T_3 niet-geleidend is. De gemiddelde stroom door de transistor T_3 is nu een maat voor N. Men ziet dit het gemakkelijkst in aan de hand van *fig. 5a* en *b*. In beide figuren zijn onder elkaar als functie van de tijd uitgezet: de aan klem A arriverende impulsen, de aan klem B arriverende impulsen en de stroom i_3 door T_3, die steeds één van de waarden 0 of I_3 heeft. Als een impuls van de G.M.-buis de transistor T_3 geleidend heeft gemaakt, vloeit er een stroom I_3 door T_3 totdat de eerstvolgende impuls van de vaste generator hieraan een eind maakt. Is N veel kleiner dan N_0, zoals het geval is in fig. 5*a*, dan is, zoals men ziet, de gemiddelde stroom door T_3 slechts klein. Deze stroom is zelfs nul als de G.M.-buis geen impulsen meer afgeeft. Fig. 5*b* geeft de situatie als N veel groter is dan N_0. Nu is T_3 vrijwel voortdurend geleidend. Bij zeer hoge stralingsniveaus nadert de gemiddelde stroom tot I_3.

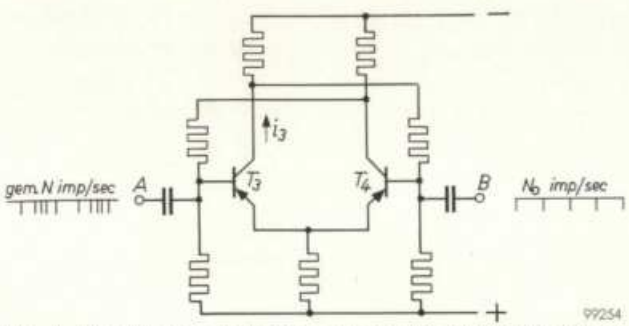


Fig. 4. Een flip-flapschakeling, waarop bij A de G.M.-buis is aangesloten en bij B een impulsgenerator die een constant aantal impulsen per sec N_0 levert. De gemiddelde stroom door de transistor T_3 is dan een maat voor het aantal impulsen per sec N dat de G.M.-buis levert.

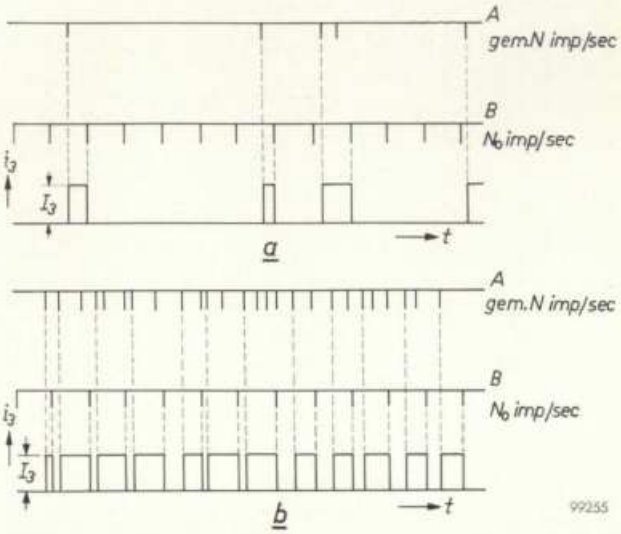


Fig. 5. Ter verklaring van de werking van de schakeling in fig. 4.

Men kan de extreme gevallen $N \ll N_0$ en $N \gg N_0$ ook gemakkelijk kwantitatief behandelen.

In het geval $N \ll N_0$ treft vrijwel elk van de N impulsen die de G.M.-buis gemiddeld per sec levert, T_3 in de niet-geleidende toestand aan. Vanaf een willekeurig ogenblik duurt het gemiddeld $\frac{1}{2} \times (1/N_0)$ sec totdat de eerstvolgende impuls van de vaste generator arriveert. T_3 is dus vrijwel een fractie $\frac{1}{2} N/N_0$ van de tijd geleidend en de gemiddelde stroom is vrijwel $\frac{1}{2}(N/N_0)I_3$. Het begin van de schaal heeft derhalve een lineair karakter.

Het geval $N \gg N_0$ behandelen we op analoge wijze. In dat geval treft vrijwel elk van N_0 impulsen die de vaste impulsgenerator per sec levert, T_3 in de geleidende toestand aan. Vanaf een willekeurig tijdstip duurt het gemiddeld $1/N$ sec totdat de eerstvolgende impuls van de G.M.-buis arriveert. (Wegens de statistische verdeling der door de G.M.-buis geleverde impulsen ontbreekt hier de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

factor $\frac{1}{2}$ die bij de regelmatig arriverende impulsen optrad.) T_3 is dus vrijwel een fractie N_0/N van de tijd niet-geleidend en de gemiddelde stroom is vrijwel $(1 - N_0/N) \times I_3$. Aan het einde van de schaal nadert de uitslag dan ook hyperbolisch tot de volle uitslag, die correspondeert met I_3.

De algemeen geldende formule voor de gemiddelde stroom door T_3 luidt:

$$i_3 = I_3 \left(1 - \frac{1 - e^{-N/N_0}}{N/N_0}\right).$$

In *fig. 6a* is een schaal getekend voor N/N_0 die op deze formule is gebaseerd. Kiest men voor N_0 het

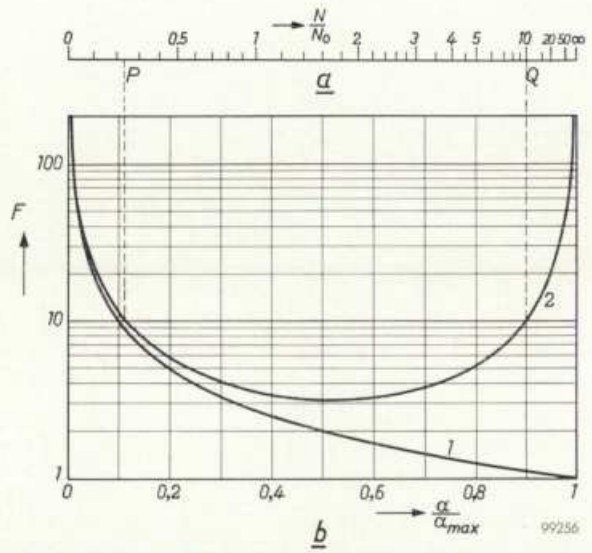


Fig. 6. *a*) De schaal die met de nieuwe schakeling verkregen wordt voor het aantal impulsen N dat de G.M.-buis gemiddeld per sec levert, uitgedrukt in het constante aantal N_0 regelmatige impulsen per sec van de vaste impulsgenerator.
b) De grootheid F, die aangeeft hoeveel procent meetfout optreedt bij een fout in de uitslag die 1% bedraagt van de volle uitslag a_{max}. F is uitgezet als functie van a/a_{max} voor een lineaire schaal (kromme *1*) en voor de nieuwe schaal (kromme *2*).

aantal impulsen per sec dat overeenkomt met 1 mr/h (dit aantal hangt af van de eigenschappen van de gebruikte G.M.-buis), dan kan men bij deze schaal mr/h als eenheid schrijven.

Het economische gebruik dat bij de nieuwe methode wordt gemaakt van de op de schaal beschikbare ruimte, blijkt bij vergelijking van de nieuwe schaal met een lineaire. Het meest voor de hand liggende uitgangspunt bij de vergelijking van twee meterschalen, die allebei gebruikt worden bij de meting van een grootheid x, is de relatieve meetfout $(\Delta x)/x$. Deze meetfout in x is het gevolg van een fout Δa in de uitslag a van de meter, en wel is:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{x}\frac{dx}{da}\Delta a.$$

De relatieve fout in x is dus evenredig met $(1/x)\ (dx/da)$ en daarom is deze uitdrukking, uitgezet als functie van a, geschikt om de merites van verschillende schalen te vergelijken. Om krommen te krijgen die niet afhangen van de eenheid waarin a wordt uitgedrukt, is in fig. 6*b* de dimensieloze grootheid

$$F = \frac{a_{max}}{x}\frac{dx}{da}$$

uitgezet als functie van de dimensieloze grootheid a/a_{max}. Hierin stelt a_{max} de volle uitslag voor. F geeft aan hoeveel procent meetfout optreedt bij een Δa die 1% bedraagt van a_{max}. Stelt men de eis dat F nergens groter mag zijn dan 10, dan blijkt uit fig. 6*b* dat een lineaire schaal bruikbaar is van $a/a_{max} = 0{,}1$ tot $a/a_{max} = 1$, en de nieuwe schaal van P tot Q, dat is van $a/a_{max} \approx 0{,}11$ tot $a/a_{max} \approx 0{,}9$. Bij een lineaire schaal bestrijkt het bruikbare gedeelte van de schaal een meetgebied waarvan de eindwaarde 10× zo groot is als de beginwaarde. Bij de nieuwe schaal valt in fig. 6*a* het punt P ongeveer bij de waarde 0,233 en het punt Q ongeveer bij de waarde 10; hier is de eindwaarde dus 10/0,233, dat is ruim 40× zo groot als de beginwaarde. In *fig. 7a* zijn twee aansluitende lineaire schalen getekend, die samen het gebied van 0,3 tot 30 mr/h bestrijken met een waarde van F die maximaal 10 bedraagt. De twee aansluitende nieuwe schalen van fig. 7*b*, die zo gekozen zijn dat het beginpunt van het bruikbare gedeelte van de bovenste schaal eveneens bij 0,3 mr/h ligt, bestrijken, met dezelfde maximale waarde van F, het gebied tot 500 mr/h. Bovendien kan men tot 2000 mr/h nog een redelijke schatting maken.

IJking is bij de nieuwe schaal bijzonder eenvoudig. Men brengt de flip-flap achtereenvolgens in de toestanden waarbij transistor T_3 niet en wel geleidend is en stelt daarbij de meter respectievelijk in op geen en op volle uitslag. Dan is het nog slechts nodig N_0 de gewenste waarde te geven. In de praktijk zal men dit meestal doen door de monitor in het stralingsveld van een geijkt radioactief preparaat te brengen en dan de vaste impulsgenerator zo in te stellen dat de juiste aanwijzing wordt verkregen.

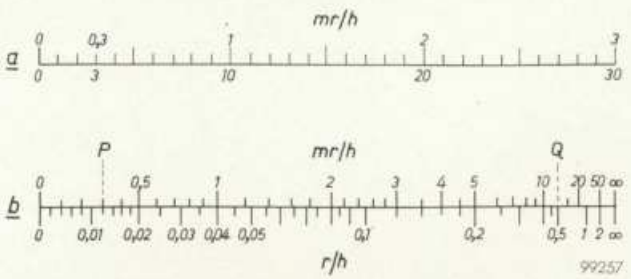


Fig. 7. *a*) Twee aansluitende lineaire schalen, die samen het gebied van 0,3 tot 30 mr/h bestrijken met $F \leqq 10$.
b) Twee aansluitende nieuwe schalen. Het gebied waar $F \leqq 10$, loopt hier van 0,3 mr/h (als in *a*) tot ca. 500 mr/h (0,5 r/h).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Per meetgebied behoeft dus, evenals bij een lineaire schaal, slechts één punt geijkt te worden. De nieuwe schaal is, wat ijking betreft, veel prettiger dan een echt logaritmische schaal. Bij deze laatste ontbreekt principieel het nulpunt en daardoor heeft men altijd twee ijkpunten nodig, die niet onafhankelijk van elkaar kunnen worden ingesteld.

Samenvatting. Het is aantrekkelijk, stralingsmonitors, dat zijn eenvoudige transportabele instrumenten voor het aantonen en meten van radioactieve straling, uit te rusten met transistors. Omdat het meetinstrumenten betreft, moet men echter een schakeling ontwerpen waarbij de karakteristieken van de transistors (die immers bij temperatuurvariaties aanzienlijk kunnen verschuiven) geen invloed hebben op de aanwijzing. In het artikel wordt een dergelijke schakeling beschreven. Tevens wordt een methode besproken om een (niet-lineaire) schaal te verkrijgen die het gebied van geen straling (bij uitslag nul) tot een oneindig hoog stralingsniveau (bij volle uitslag) bestrijkt. Over het schaalgedeelte van ca. 0,1 tot ca. 0,9 van volle uitslag heeft men dan een redelijke nauwkeurigheid (minder dan 10% fout voor een fout in de uitslag die 1% van de volle uitslag bedraagt). De stralingsniveaus die met deze plaatsen op de schaal corresponderen, liggen ruim een factor 40 uit elkaar. Het niveau waarop het goed meetbare gebied zich bevindt, kan men op eenvoudige wijze instellen. IJking van de schaal is bijzonder gemakkelijk.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2622: A. L. Zijlstra en A. M. Kruithof: L'élasticité différée d'un verre borosilicate et son influence sur la formation de contraintes dans des scellements de ce verre (Verres et Réfractaires **12**, 127-141, 1958, no. 3).

Glas vertoont, speciaal in het zg. transformatiegebied, een sterke elastische nawerking. Bij borosilicaatglazen kan de deformatie door de vertraagde elasticiteit 70 keer zo groot zijn als die door de normale, directe elasticiteit. Bij afkoeling onder spanning kan een deel van de elastische nawerking worden „ingevroren"; daardoor speelt de vertraagde elasticiteit een belangrijke rol bij het ontstaan van spanningen bij glasaansmeltingen. Het is hieraan te wijten dat de formules van Hull en Burger voor de berekening van spanningen in cilindrische glas-metaalaansmeltingen vaak onvoldoende informatie geven. Aan parelinsmeltingen met een borosilicaatglas is de invloed van de elastische nawerking experimenteel bestudeerd. Aan de formules van Hull en Burger is vervolgens een meer algemene vorm gegeven, waarbij rekening is gehouden met het vertraagd elastische effect.

2623: J. Rodrigues de Miranda: Push-pull amplifiers drive speaker directly (Electronics **31**, no. 29, 76-79, 18 juli 1958).

Beschrijving van schakelingen voor versterkers waarbij geen transformator wordt gebruikt om de luidspreker en de versterker bij elkaar aan te passen. Deze schakelingen zijn bijzonder geschikt voor geluidsweergave van zeer goede kwaliteit. Zie ook Philips techn. T. **19**, 1-10, 1957.

2624: K. Compaan en Y. Haven: Correlation factors for diffusion in solids, II. Indirect interstitial mechanism (Trans. Faraday Soc. **54**, 1498-1508, 1958, no. 10).

Tussen het geleidingsvermogen σ van een ionenkristal en de diffusiecoëfficiënt D van de ionen bestaat een verband van de vorm: $D = f\sigma kT/Ne^2$. Hierin is f een factor die de correlatie in rekening brengt die bestaat tussen de opeenvolgende verplaatsingen van een ion, N het aantal ionen per cm^3, e de elektronlading, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur. In dit artikel wordt f berekend voor het geval dat de diffusie van ionen uitsluitend geschiedt door het zg. indirecte interstitiële mechanisme. Hierbij duwt een ion op een interstitiële plaats een ion op een aangrenzende normale plaats weg naar een interstitie en neemt zelf de vrijgekomen plaats in. De bij de berekening gevolgde methode wordt toegelicht.

2625: Y. Haven en J. H. van Santen: Dielectric relaxation of lattice defects in crystals (Suppl. op Nuovo Cimento **7** (serie 10), 605-611, 1958, no. 2).

Relaxatieverschijnselen die in kristallen optreden als gevolg van roosterfouten kan men met een groepentheoretische methode behandelen, mits men gebruik maakt van zg. normaalrelaxatiewijzen (Engels: „relaxational modes") zoals door de auteurs vroeger zijn ingevoerd (zie no. **2184**). Bij wijze van voorbeeld wordt de diëlektrische relaxatie van NaCl dat wat $CaCl_2$ bevat, behandeld en vergeleken met de mechanische relaxatie. Zie ook Philips techn. T. **20**, 51-62, 1958 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

R 358: K. Helmers: On a simple model for impurity band conduction (Philips Res. Repts. **14**, 1-10, 1959, no. 1).

De invloed die het statistische karakter van de verdeling van donors en acceptors in een verontreinigde halfgeleider heeft op het geleidingsvermogen, kan men bestuderen aan de hand van een grof model dat bestaat uit een driedimensioneel netwerk van weerstanden. De waarden hiervan worden volgens een toevalsproces bepaald (stochastisch weerstandsnetwerk). Verdere vereenvoudiging leidt tot een eendimensioneel netwerk, een stochastische keten van weerstanden. De eigenschappen hiervan zijn volgens statistische methodes geanalyseerd. Bij een keten die beantwoordt aan een geringe concentratie van donors en acceptors, treden echter typische eendimensionele effecten op. Hieruit blijkt dat voorzichtigheid is geboden als men uit het gedrag van het eendimensionele model conclusies wil trekken omtrent de eigenschappen van halfgeleiders.

R 359: G. Diemer, G. J. van Gurp en W. Hoogenstraaten: Analysis of mixed ambipolar and exciton diffusion in CdS crystals (Philips Res. Repts. **14**, 11-28, 1959, no. 1).

Vervolg van **R 351.**

R 360: S. Duinker: Traditors, a new class of non-energic non-linear network elements (Philips Res. Repts. **14**, 29-51, 1959, no. 1).

De netwerkelementen weerstand, spoel, condensator, transformator en gyrator vormen een volledig stel, waaruit men alle constante passieve lineaire netwerken kan samenstellen. In dit artikel tracht de auteur langs analytische weg nieuwe netwerkelementen aan de bekende toe te voegen, zodanig dat men er ook alle niet-lineaire netwerken uit kan samenstellen die constant en in het algemeen passief zijn, maar die in bepaalde punten van het karakteristiekenveld voor kleine variaties actief zijn (lokaal actief). De analyse is gebaseerd op het gebruik van de vergelijkingen van de gegeneraliseerde dynamica (vergelijkingen van Lagrange). Het blijkt dat men een klasse van elementen met n poorten (een „poort" is een generalisatie van het begrip „klemmenpaar") kan definiëren — door de auteur „traditors" gedoopt — die daardoor gekenmerkt zijn dat de in totaal toegevoerde energie op ieder tijdstip nul is. Het open en het gesloten klemmenpaar ($n = 1$) en ook de transformator en de gyrator ($n = 2$) kan men rekenen te behoren tot deze klasse. Dit zijn de enige lineaire elementen uit de klasse. Waarschijnlijk heeft men nog slechts één ander element nodig, een element met drie poorten, om alle verdere elementen van de klasse te kunnen synthetiseren. Willekeurige niet-lineaire spoelen en condensatoren blijken equivalent met combinaties van traditors met lineaire spoelen en condensatoren. Men kan ook vervangschema's opstellen voor systemen van geleiders in een niet-lineair diëlektricum en systemen van spoelen in een niet-lineair magneticum. Het blijkt dat traditors lokaal actieve elementen zijn. Veelal voert het invoeren van traditors tot netwerkvergelijkingen die men niet expliciet kan oplossen. De vraag of alle traditors fysisch realiseerbaar zijn, is nog niet beantwoord.

R 361: J. te Winkel: Transmission-line analogue of a drift transistor (Philips Res. Repts. **14**, 52-64, 1959, no. 1).

Besproken wordt een transmissielijn waarvoor dezelfde differentiaalvergelijkingen gelden als voor een drifttransistor. Gebruik makend van de theorie van transmissielijnen, kan men op een betrekkelijk eenvoudige manier uitdrukkingen afleiden voor de parameters die het transport van minderheidsladingdragers in de basis beheersen. Ook kan men een vervangschema voor de transistor afleiden dat geldt voor kleine signalen. Het is dan niet nodig de differentiaalvergelijkingen expliciet op te lossen.

R 362: J. Haantjes en G. J. Lubben: Errors of magnetic deflection, II (Philips Res. Repts. **14**, 65-97, 1959, no. 1).

Praktische overwegingen bij het ontwerpen van afbuigspoelen voor televisieweergeefbuizen, die volgen uit theoretische beschouwingen, gepubliceerd in **R 307**. Er worden formules afgeleid ter berekening van het veld in een spoel waarvan elk der twee symmetrische delen uit een enkele winding bestaat. Vervolgens worden vereenvoudigde formules afgeleid voor de afbuigingsfouten die ontstaan als het veld binnen de spoel constant is en erbuiten nul. Baseert men het ontwerp op deze formules, dan blijkt dat men in het algemeen door de keuze van de vorm van de spoel slechts voor één type fout tegelijk kan corrigeren. Ten slotte bespreken de auteurs de fouten in het op elkaar vallen van de drie kleuren bij een kleurenweergeefbuis met een schaduwmasker, en bij een buis met naversnelling waarbij de assen der drie elektronenkanonnen in een plat vlak liggen. Het blijkt mogelijk een afbuigspoel te ontwerpen waarbij de drie beelden elkaar overal op het scherm op de juiste wijze dekken zonder dat men zijn toevlucht behoeft te nemen tot correctiespanningen of -stromen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

R 363: H. J. Oskam: Showing the presence of very small percentages of neon in helium (Philips Res. Repts. **14**, 98-100, 1959, no. 1).

Uit recente metingen met microgolfapparatuur van de elektronendichtheid in een wegstervend gasontladingsplasma (zie de publikaties nos. **R 349** en **R 350**) is gebleken dat in een heliumplasma met een gering percentage neon, neonionen worden gevormd doordat zij bij botsing lading overnemen van He_2^+-ionen volgens de reactie $He_2^+ + Ne \rightarrow Ne^+ + 2\,He$. Het onderzoek van dit verschijnsel is thans uitgebreid tot zeer geringe percentages neon, nl. $1{,}7\times10^{-6}$ en 10^{-5} procent. De invloed van deze verontreiniging met neon op de wegsterfkromme is nog steeds merkbaar en in overeenstemming met de eerder gevonden effectieve doorsnede voor de genoemde reactie.

R 364: K. F. Niessen: Distribution of magnetic domains between the two phases in a single-crystal flat disk of iron (Philips Res. Repts **14**, 101-110, 1959, no. 2).

Behandeling van een theoretisch probleem dat de magnetisering betreft van een ijzereenkristal in de vorm van een sterk afgeplatte sferoïde waarvan het vlak loodrecht op de korte as een (001)-vlak van het kristal is. Aangenomen wordt dat alle Weiss-gebieden even groot zijn en dat zij dit blijven gedurende de magnetisering (geen wandverschuivingen) door een uitwendig veld H dat loodrecht op de korte as van de sferoïde staat onder een hoek ϑ met de tweede van de beide kristallografische assen [100] en [010], die eveneens loodrecht op deze as staan. Verdere onderstellingen zijn dat in ieder Weiss-gebied de magnetisatie één der vier voorkeursrichtingen [100], [$\bar{1}$00], [010] of [0$\bar{1}$0] heeft en dat de magnetisatie van het kristal verandert met H doordat in sommige Weiss-gebieden de magnetisatie van de ene naar de andere voorkeursrichting verspringt. Doel is te bepalen hoe de verdeling der Weiss-gebieden over de vier voorkeursrichtingen afhangt van H. Door Néel en ook door Lawton en Stewart is dit probleem langs analytische weg opgelost. Het onderhavige artikel geeft een grafische methode, die het voordeel heeft van grotere overzichtelijkheid.

R 365: K. Böke, J. B. M. Spaapen en N. B. Speyer: Diffusion capacitance in transistors (Philips Res. Repts. **14**, 111-122, 1959, no. 2).

Aan de p-n-overgangen tussen emissor en basis en tussen collector en basis bij transistors zijn metingen verricht van de capaciteit als functie van de voorspanning, de temperatuur en de frequentie. Elk van deze capaciteiten is samengesteld uit een grenslaagcapaciteit en een diffusiecapaciteit. Men kan deze scheiden door de metingen uit te voeren bij verschillende waarden van de bovengenoemde grootheden. Uit een theoretische analyse volgt dat de nabijheid van een tweede overgang grote invloed heeft op de diffusiecapaciteit. Dit blijkt ook uit de metingen. De resultaten hiervan stemmen kwalitatief en kwantitatief overeen met de theorie. De metingen zijn van belang omdat men er conclusies uit kan trekken omtrent het concentratiepatroon van donors en acceptors in de transistor.

R 366: W. Ch. van Geel en C. A. Pistorius: Current-time relationship in the forward direction of electrolytic rectifiers (Philips Res. Repts. **14**, 123-131, 1959, no. 2).

Onderzoek naar het gedrag van een elektrolytische gelijkrichter (systeem Al-Al_2O_3-elektrolyt) met behulp van een rechthoekige wisselspanning waarvan de hoogten van de spanningen in keer- en doorlaatrichting afzonderlijk konden worden geregeld. Het is gebleken dat de stroom in de doorlaatperiode kan worden geschreven als $I = i_m(1 - e^{kt})$, waarin $i_m = I_m(1 - e^{-k_1 n})$. Hierin zijn k en k_1 constanten, terwijl n het aantal periodes is dat verlopen is sedert de spanning werd ingeschakeld. I nadert dus in iedere doorlaatperiode tot een verzadigingswaarde i_m, die op zijn beurt bij groeiend aantal periodes tot de verzadigingswaarde I_m nadert. I_m blijkt weer af te hangen van de spanning V_s in de keerrichting: $I_m = a\,e^{-bV_s}$, met a en b als constanten. Uit deze waarnemingen volgt dat bij een sinusvormige spanning lussen zullen optreden in de stroom-spanningskarakteristiek, wat inderdaad het geval is. Getracht wordt een mechanisme aan te geven dat de genoemde verschijnselen verklaart.

R 367: G. Brouwer: Three-dimensional electric-circuit model of the high-frequency phenomena in a junction transistor (Philips Res. Repts. **14**, 132-142, 1959, no. 2).

Om het gedrag van een lagentransistor bij hoge frequenties te kunnen verklaren, moet men de beweging zowel van minderheids- als van meerderheidsladingdragers in aanmerking nemen. Het is aan het grote aantal gecompliceerde randvoorwaarden te wijten dat men van het probleem geen mathematische oplossing in gesloten vorm kan geven. Voor kleine signalen — waarbij de vergelijkingen door lineaire benaderd kunnen worden — kan de oplossing worden gevonden door metingen aan een elek-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

trisch netwerk dat een model van de transistor voorstelt (netwerkanalogon). Uit deze metingen kan men b.v. de stroomversterkingsfactor bij hoge frequenties afleiden.

R 368: J. J. Scheer en P. Zalm: Crystal structure of sodium-potassium antimonide (Na_2KSb) (Philips Res. Repts. **14**, 143-150, 1959, no. 2).

Bepaling van de kristalstructuur van Na_2KSb, een door Sommer ondekte foto-emitterende stof. De elementaire cel wordt beschreven door de ruimtegroep O_h^5 (notatie van Schönfliess) met vier Sb-atomen, nl. op de vier plaatsen (0,0,0; $0,\frac{1}{2},\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2},0,\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2},\frac{1}{2},0$) + 0,0,0, vier K-atomen, nl. op de vier plaatsen ( ) + $\frac{1}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{2}$, en acht Na-atomen, nl. op de vier plaatsen ( ) + $\frac{1}{4},\frac{1}{4},\frac{1}{4}$ en de vier plaatsen ( ) + $\frac{3}{4},\frac{3}{4},\frac{3}{4}$. De kristalstructuur vertoont veel overeenkomst met die van Cs_3Sb en verschilt sterk van die van Na_3Sb en K_3Sb. De laatste twee stoffen hebben dezelfde kristalstructuur als Na_3As.

R 369: N. C. de Troye: Classification and minimization of switching functions (Philips Res. Repts. **14**, 151-193, 1959, no. 2).

Eerste deel van het proefschrift (Amsterdam, juli 1958) van de auteur; vervolg zie no. **R 375.** In digitale elektronische rekenmachines werkt men met variabelen die slechts twee waarden aannemen, nl. „0" of „1". De „0" kan in de machine b.v. vertegenwoordigd worden door een lage spanning, de „1" door een hoge spanning. Dikwijls is een variabele afhankelijk van een aantal andere. Voor iedere mogelijke combinatie van waarden der onafhankelijke variabelen is dan voorgeschreven of de afhankelijke variabele de waarde „0" dan wel „1" moet aannemen. In de machine heeft men dan een schakeling nodig die deze afhankelijkheid nabootst. Zo'n schakeling bezit steeds een aantal ingangen (voor de onafhankelijke variabelen) en één uitgang (voor de afhankelijke variabele). Elementaire schakelingen van dit soort, waaruit de dikwijls zeer gecompliceerde schakelingen worden samengesteld, zijn de zg. „en"-schakelingen en de zg. „of"-schakelingen. Bij een „en"-schakeling verschijnt aan de uitgang een „1" als alle ingangen een „1" aangeboden krijgen, in alle andere gevallen verschijnt op de uitgang een „0". Bij een „of"-schakeling geldt hetzelfde met 0 en 1 verwisseld. Om korte schakeltijden te krijgen, voert men de schakelingen meestal uit met kristaldiodes.

Gewoonlijk zijn er vele combinaties van „en"- en „of"-schakelingen te bedenken die alle een zelfde gewenst verband tussen een afhankelijke en een aantal onafhankelijke variabelen nabootsen. Het is daarom van belang de eenvoudigste van al deze schakelingen op systematische wijze te kunnen opzoeken. Hiertoe kan men met vrucht gebruik maken van de zg. algebra van Boole. Iedere combinatie van „en"- en „of"-schakelingen correspondeert namelijk met een uitdrukking in deze algebra. Wegens het verband met de schakeltechniek noemt men zo'n uitdrukking ook wel „schakelfunctie". Omgekeerd laat zich ook iedere schakelfunctie in een combinatie van „en"- en „of"- schakelingen „vertalen". Vereenvoudiging van een schakelfunctie door algebraïsche manipulaties wijst derhalve de weg tot vereenvoudiging van een schakeling. Het probleem is de schakelfunctie in zodanige vorm te brengen dat hiermee de technisch eenvoudigste schakeling correspondeert. Men noemt dit het minimaliseringsprobleem. Van de tot dusver bekende methodes om dit probleem aan te pakken, vertonen de meeste de nadelen dat voor meer dan vijf variabelen de uitwerking zeer onoverzichtelijk wordt, en dat het moeilijk is te onderkennen of twee gegeven schakelfuncties tot dezelfde klasse behoren, d.w.z. algebraïsch tot elkaar te herleiden zijn. Er is een methode bekend die ook voor meer dan vijf variabelen overzichtelijk blijft, maar hierbij is het onderkennen van de klasse nog moeilijk. Ten slotte bestaat er een methode waarbij dit laatste probleem is opgelost voor speciale gevallen, nl. voor zg. symmetrische functies.

In dit proefschrift is een nieuwe methode uitgewerkt om alle klassen op te schrijven voor een willekeurig aantal variabelen. Voor drie en vier variabelen is dit uitgevoerd. Voor vijf variabelen is de uitvoering niet doenlijk wegens het grote aantal klassen (voor 3, 4, 5 en 6 variabelen bestaan er resp. 22, 402, 1 228 158 en 400 507 806 843 728 klassen). Voor drie en vier variabelen is het bovendien mogelijk gebleken van een willekeurige gegeven schakelfunctie te bepalen tot welke klasse zij behoort. Voorts is een methode ontwikkeld om een gegeven schakelfunctie van een willekeurig aantal variabelen in de vorm te brengen die correspondeert met de eenvoudigste schakeling met diodes. Uit de behandeling blijkt dat verscheidene onderzoekers het minimaliseringsprobleem vanuit een verkeerd standpunt benaderd hebben.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!